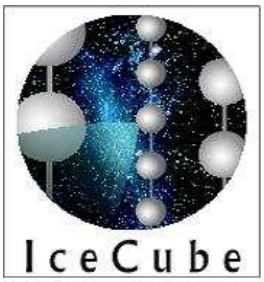
ACADEMIE UNIVERSITAIRE WALLONIE-BRUXELLES

UNIVERSITE DE MONS-HAINAUT
FACULTE DES SCIENCES

Service de Physique Générale
et de Physique des Particules Elémentaires



Contribution à l'étude de substances WLS appliquées aux modules optiques de IceCube

Directeur de mémoire :

Dr.Evelyne Daubie

Mémoire présenté pour l'obtention du grade académique de Licencié en sciences physiques par

Mathieu Labare

Année académique 2004-2005

Neutrinos, they are very small.
They have no charge and have no mass
And do not interact at all.
The earth is just a silly ball
To them, through wich they simply pass,
Like dustmaids down a drafty hall
Or photons through a sheet of glass.

J.Updike (1964)

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier le Pr. Philippe HERQUET de m'avoir acceuilli dans son service, et permis de réaliser ce mémoire dans d'excellentes conditions.

Je suis très reconnaissant au Pr. Fernand GRARD pour son extraordinaire dévouement, et qui m'a fait abondamment profiter de son expérience et de ses connaissances afin d'approfondir mon travail.

Je remercie chaleureusement Evelyne DAUBIE et Francis DEFONTAINES qui m'ont magnifiquement encadré durant cette année et qui ont su me faire partager leur intérêt pour la physique expérimentale.

Je tiens également à remercier ceux qui, de près ou du loin, m'auront permis de mener à bien cette entreprise de longue haleine. Je pense tout spécialement à José CARTON et Jean MINEZ, ainsi qu'à l'ensemble du service de Physique des particules élémentaires.

Ma gratitude va à ma famille, et tout spécialement à mes grands-parents, sans qui je n'aurais pas pu réaliser mes études dans d'aussi bonnes conditions.

Je ne peux clôturer cet ouvrage sans un clin d'oeil à ceux qui m'auront accompagné durant ces quatre ans : Alexandre, Antoine, Vanessa, Julien, Aline, Jonathan, Nicolas,... et tous les autres.

Enfin, je remercie du fond du coeur Virginie pour son indispensable présence, dans les bons comme dans les moins bons moments.

Table des matières

Introduction **1**

1 Cadre du travail **3**
1.1 Les neutrinos et la physique des particules 4
1.1.1 Aperçu historique 4
1.1.2 Classification des particules élémentaires 5
1.1.3 Particules et interactions 6
1.2 L'astrophysique des neutrinos 9
1.2.1 Les messagers de l'astronomie 9
1.2.2 Sources cosmiques des neutrinos 11
1.2.3 Oscillation des neutrinos 13
1.2.4 Limites de masse 17
1.2.5 Interactions neutrinos - matière 18
1.3 Le détecteur IceCube 19
1.3.1 Principe de détection de neutrinos de haute énergie . . 19
1.3.2 Le détecteur IceCube 21

2 Détection de lumière Čerenkov **23**
2.1 Interaction par effet Čerenkov 24
2.1.1 Origine du rayonnement Čerenkov 24
2.1.2 Cône de lumière émis 24
2.1.3 Spectre en λ des photons émis 26
2.2 Interactions photon - matière 27
2.3 Détection de lumière par un PM 29
2.3.1 Description d'un photomultiplicateur 29
2.3.2 Réponse en temps 35
2.3.3 Courant et comptage d'obscurité 36
2.3.4 Spectre "Single photoelectron" 36

3 Buts et objets des tests **40**
3.1 Les modules optiques d'IceCube 41
3.1.1 Module optique analogique 41
3.1.2 Module optique digital (DOM) de IceCube 44
3.2 Augmentation du nombre de photons détectés par les OM . . 45
3.3 Propriétés de substances fluorescentes WLS 47
3.4 Etudes préalables 48
3.5 But du mémoire 50

4 Effet du WLS sur un OM **51**
4.1 Source de rayonnement Čerenkov 52
4.1.1 Le rayonnement cosmique à la surface de la terre . . . 52
4.1.2 Hodoscope à muons cosmiques 52
4.1.3 Cuve à eau distillée et module optique 53
4.2 Système d'acquisition des données 56
4.2.1 Sélection des muons cosmiques au minimum d'ionisation 56
4.2.2 Traitement du signal du module optique 57
4.2.3 Signal de déclenchement de l'ADC - CAMAC 58
4.3 Principe de mesure de l'effet d'un WLS 59
4.3.1 Spectre de bruit de fond 59
4.3.2 Spectre de charge des signaux OM 59
4.3.3 Spectre de charge avec WLS 59
4.3.4 Normalisation des spectres par muon cosmique sélectionné 59
4.3.5 Comparaison des spectres 1PE sans et avec WLS . . . 59
4.4 Mesure de l'effet du polymère THV dopé au PPO 61
4.4.1 Spectre de bruit de fond 61
4.4.2 Spectre de charge sans WLS 62
4.4.3 Spectre de charge avec WLS (THV dopé au PPO) . . . 63
4.5 Tests de transparence de l'eau par spectrophotométrie 64
4.5.1 Principe de fonctionnement 64
4.5.2 Principe de la mesure 64
4.5.3 Extrapolation de la transmission à 40 cm d'eau 65
4.5.4 Résolution du spectrophotomètre 66
4.5.5 Test de l'eau distillée 67
4.5.6 Tests de l'eau distillée en contact avec différents plastiques 67
4.5.7 Choix d'un nouveau matériau pour la cuve 70
4.6 Cuve en PEHD Noir 72

5 Etude de la réponse d'un PM **74**
5.1 Dispositif expérimental 75
5.1.1 Photomultiplicateur XP2262B 76
5.1.2 Logique d'acquisition de comptage 77
5.1.3 Logique d'acquisition de spectre de charge ADC-CAMAC 77
5.1.4 Diodes électroluminescentes 80
5.1.5 Collimateur et atténuateur 80
5.2 Investigations 81
5.2.1 Recherche des conditions de plateau 81
5.2.2 Recherche du minimum de lumière 86
5.2.3 Conditions 1PE 91
5.2.4 Transparence au visible de l'échantillon WLS 93

6 Conclusions et perspectives **98**

Table des figures

1.1 Interaction électromagnétique 6
1.2 Interaction faible par courant chargé 7
1.3 Interaction forte 8
1.4 Spectre électromagnétique disponible en astrophysique 9
1.5 Les messagers de l'astronomie 10
1.6 Flux de différentes sources d'information en astrophysique . . 10
1.7 Flux prédits de neutrinos 12
1.8 Sections efficaces pour νN et $\bar{\nu} N$ 18
1.9 Différentes topologies d'événements suivant le type de neutrino 20
1.10 Principe du détecteur IceCube 21
1.11 Configuration du détecteur IceCube 22

2.1 Illustration de l'effet Čerenkov 24
2.2 Description géométrique de l'angle Čerenkov 25
2.3 Lien entre la vitesse de la particule, l'angle Čerenkov et l'indice de réfraction 26
2.4 Spectre en $1/\lambda^2$ dans l'émission du rayonnement Čerenkov . . 26
2.5 Coefficient d'absorption en fonction de l'énergie des photons dans le plomb 28
2.6 Structure générale d'un PM 29
2.7 Exemple de base appliquée à un tube PM 30
2.8 Géométries de la photocathode 30
2.9 Optique d'entrée 32
2.10 Géométries des multiplicateurs 33
2.11 Temps de réponse caractéristique d'un PM 35
2.12 Signaux de sortie 38
2.13 Spectres 1PE pour différentes géométries de PM 39

3.1 Schéma et photo de l'OM analogique 41
3.2 PM Hamamatsu R5912-02 42
3.3 Réponse spectrale et gain du PM 43

3.4 Tranmission de la coque en verre Benthos 43
3.5 Schémas du Module Optique Digital 44
3.6 Emission Čerenkov - Transmission Benthos + Gel 45
3.7 Spectre BBQ 46
3.8 Absorption dans la glace 46
3.9 Décroissance exponentielle de la radiation fluorescente 47
3.10 Spectre d'absorption et d'émission de WLS 48
3.11 Transparence du THV^{TM} 50

4.1 Schéma de l'arrangement expérimental 54
4.2 Géométrie de l'hodoscope à muons cosmiques et de la cuve à eau 55
4.3 Configurations possibles 55
4.4 Logique d'acquisition pour la sélection des μ cosmiques au minimum d'ionisation ayant traversés la cuve à eau distillée . . 56
4.5 Logique d'acquisition pour la lecture et le comptage des signaux de l'OM 57
4.6 Acquisition CAMAC 58
4.7 Profil de distribution attendue d'après la statistique de Poisson 60
4.8 Spectre de bruit de fond normalisé par RC sélectionné 61
4.9 Spectre de charge normalisé par RC 62
4.10 Exemple typique de signal obtenu avec un échantillon WLS . . 63
4.11 Superposition des signaux ADC obtenus avec et sans WLS . . 63
4.12 Schéma du spectrophotomètre 65
4.13 Résolution du spectrophotomètre 66
4.14 Spectre de transmission de l'eau distillée 67
4.15 Spectre de transmission de l'échantillon A relatif au $PEHD_{300}$ 68
4.16 Extrapolation sur 40 cm (PEHD) 68
4.17 Spectre de transmission de l'échantillons B relatif au PVC . . 69
4.18 Extrapolation sur 40 cm (PVC) 69
4.19 Courbes de transmission obtenues pour 3 échantillons différents 71
4.20 Vue du module optique 72
4.21 Pièce soudée + joint en KELRAZ 72
4.22 Vue du dessus de la cuve en PEHD Noir insérée dans la cuve en PVC gris 73
4.23 Plan du dispositif expérimental (vue latéral) : cuve en PEHD Noir (en vert) , OM (en rouge) et cuve en PVC gris (hachuré bleu) 73

5.1 Dispositif expérimental 75
5.2 Réponse spectrale 76

5.3 Gain caractéristique 76
5.4 Logique d'acquisition de comptage 78
5.5 Signaux observés à l'oscilloscope, illustrant la logique d'acquisition de comptage et son ajustement temporel 78
5.6 Logique d'acquisition de relevé de spectre de charge 79
5.7 Signaux observés à l'oscilloscope illustrant la logique d'acquisition de relevé de spectre de charge 79
5.8 Circuit d'alimentation de la LED 80
5.9 Caractéristiques principales de l'atténuateur 80
5.10 Plateaux de comptage en fonction de l'ouverture du diaphragme 81
5.11 Plateaux comparatifs avec et sans WLS 82
5.12 Luminosité d'une LED en fonction de la température 83
5.13 Variation de comptage en fonction du temps (6 jours) 83
5.14 Plateaux de comptage du nombre total d'impulsions PM en fonction du seuil de discrimination 84
5.15 Plateaux de comptage du nombre d'impulsions de coïncidences (GI ET PM) en fonction du seuil de discrimination 84
5.16 Variation de la hauteur des impulsions (lues à l'oscilloscope) en fonction de la tension du PM, pour différents seuil de discrimination 85
5.17 Spectres ADC obtenus pour 2 valeurs de la largeur de l'impulsion du trigger de la LED 86
5.18 Signaux obtenus à l'oscilloscope en fonction de la largeur du trigger LED. 87
5.19 Effet de l'atténuateur sur le comptage de coïncidences 88
5.20 LED Bleue - HT 1960 V - Seuil : 30 mV - Largeur : 40 ns . . . 89
5.21 Spectre 1PE et Peak to Valley obtenu avec le PM 90
5.22 Plateaux de coïncidence avec atténuateur à 180° et 270° 91
5.23 Plateaux de coïncidence pour deux longueurs d'onde - Seuil : 5mV - Atténuateur : 0 91
5.24 Spectre ADC - Seuil : 3 mV 92
5.25 Spectre ADC - Seuil 10 mV 92
5.26 Spectre ADC - orifice : 0.8 mm 93
5.27 LED verte - Sans WLS 95
5.28 LED verte - Avec WLS 95
5.29 LED bleu lointain- Sans WLS - $\mu = 0.9$ 96
5.30 LED bleu lointain - Avec WLS - $\mu = 0.9$ 96
5.31 LED bleu lointain- Sans WLS - $\mu = 0.1$ 97
5.32 LED bleu lointain - Avec WLS - $\mu = 0.1$ 97

Liste des tableaux

1.1 Particules de matière - antimatière 5
1.2 Particules et interactions fondamentales 6

3.1 Caractéristiques du PM Hamamatsu R5912-02 à 25°C 42

4.1 Bruit de fond - Paramètres des pics 1PE et 2PE 61
4.2 Signal sans WLS (BF déduit et OFFSET pris en compte) . . 62
4.3 Moyennes sur 15 mesures de la transmissions des trois eaux. . 70

5.1 Caractéristiques du PMT Philips XP2262B 76
5.2 Caractéristiques des LED's utilisées 80
5.3 Tests comparatifs effectués avec et sans WLS, afin de chiffrer les pertes dans le visible dues à l'utilisation du WLS. 94

Liste des abréviations utilisées

ADC : Analog-to-Digital Converter
AGN : Active Galactic Nucleus (Noyau Actif de Galaxie)
AMANDA : Antartic Muon And Neutrino Detector Array
BF : Bruit de Fond
CAMAC : Computer Automated Measurement And Control
DOM : Digital Optical Module : Module Optique Digital
FWHM : Full Width at Half Maximum :largeur à mi-hauteur
GI : Générateur d'impulsions
GPIB : General Purpose Interface Bus
GRB : Gamma Ray Burst (Sursaut gamma)
HT : Haute-tension
LED : Light-Emitting Diode
NIM : Nuclear Instrument Module
OM : Optical Module (Module Optique)
OR : Output Register
PE : Photoélectron
1PE : Photoélectron unique
PEHD : Polyethylène Haute Densité
PVC : Polyvinylchloride
PM : Photomultiplicateur
PMT : Photomultiplier Tube
UV : Ultra-Violet
WLS : Wavelenght Shifter : décaleur de longueur d'onde

Introduction

2005 a été choisie comme étant l'année mondiale de la Physique , célèbrant le centenaire de la parution des travaux révolutionnaires d'Albert Einstein dont l'oeuvre couvre trois thèmes fondamentaux qui ont ouvert la voie à pratiquement tous les développements de la physique du 20^e siècle : le quantum de lumière, la relativité et le mouvement brownien.

De quantum de lumière et de relativité, il en sera justement question dans ce mémoire. En combinant ces théories "centenaires" avec les technologies modernes, nous lierons également l'infiniment grand à l'infiniment petit.

Commençons par signaler que nous sommes en permanence traversés par des milliards de particules sans charge et très légères, sans pour autant nous en rendre compte. Comment connaissons-nous les propriétés de ces particules presque insaisissables ; Comment connaissons-nous leurs nombreuses origines, bref comment les détecter, puisqu'elles semblent interagir si peu ?

Ces particules sont, entre autres, produites en quantités astronomiques lors de l'explosion de supernovae, au coeur des réactions nucléaires dans les étoiles ou encore lors de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère.

C'est en 1930 que l'existence du neutrino est suggérée pour la première fois, par le physicien autrichien Wolfgang Pauli, afin de sauver le principe de conservation de l'énergie dans la désintégration nucléaire β. En 1934, Fermi l'incorpore dans sa théorie de description de l'interaction faible et la baptise neutrino. Il faut alors attendre 20 ans pour que Reines et Cowan la mettent en évidence expérimentalement en utilisant un appareillage comprenant des photomultiplicateurs.

Parmi les nombreux détecteurs actuels exploitant les interactions des neutrinos avec la matière, le détecteur IceCube – prolongement du détecteur AMANDA – est en cours de construction. Son principe est de détecter la lumière Čerenkov produite dans la glace très pure par les particules chargées (essentiellement des muons) ultra-relativistes provenant des interactions des neutrinos cosmiques. Le détecteur final consistera en un réseau hexagonal de modules optiques comprenant chacun un photomultiplicateur organisés en chaînes enfouies en profondeur dans la glace, formant un volume de 1 km^3. L'intensité et le temps d'arrivée de la lumière servent à reconstruire les trajectoires des particules chargées, reliées à celles des neutrinos originels.

Notre étude s'inscrit dans le cadre de l'amélioration de la détection des signaux des modules optiques, plus précisement dans le cadre de l'augmentation de la lumière collectée par les photomultiplicateurs (PM). La solution envisagée est l'utilisation d'une substance " *Wavelenght Shifter*" (WLS) déposée sur la surface extérieure en verre du module optique afin que le rayonnement Čerenkov, émis en prédominance dans l'UV, soit décalé dans la zone visible. Ces photons pourront alors traverser le verre et atteindre le PM dont la sensibilité se situe également dans le visible.

Notre travail consiste donc en l'étude de l'effet d'un WLS sur la sensibilité d'un PM et sur l'analyse quantitative de l'effet d'un WLS. Il porte également sur une meilleure compréhension du fonctionnement d'un PM, sur la forme du signal généré et sur le nombre de photoélectrons collectés.

Ce manuscrit s'organise en 5 chapitres :

- le premier chapitre présente le cadre général du mémoire, de l'astrophysique des neutrinos jusqu'au détecteur IceCube.

- le second chapitre est consacré à la description du rayonnement Čerenkov et d'un photomultiplicateur.

- le troisième chapitre décrit les propriétés d'une substance décaleur de longueur d'onde et précise les buts du mémoire.

- le chapitre quatre résume les résultats obtenus en exploitant un module optique couplé optiquement à une cuve à eau distillée placée dans un hodoscope à muons cosmiques, ainsi que l'étude réalisée dans le but d'améliorer l'appareillage.

- le chapitre cinq porte sur les investigations réalisées sur un dispositif annexe afin d'améliorer notre compréhension des photomultiplicateurs.

Chapitre 1

Cadre du travail

1.1 Les neutrinos et la physique des particules

Les neutrinos sont des particules élémentaires qui ne subissent que l'interaction faible, parmi les trois interactions décrites par le Modèle Standard. Leur description théorique est cependant loin d'être facile et le fait qu'ils interagissent très faiblement avec la matière les rend presque indétectables.

1.1.1 Aperçu historique

Après la découverte des premières particules considérées alors comme élémentaires[1], ainsi que l'explication théorique de l'effet photoélectrique par Albert Einstein, s'est posé le problème d'expliquer la non conservation apparente de l'énergie dans la désintégration β. C'est en 1930 que Wolfgang Pauli, dans une tentative "désespérée", postule l'existence d'une nouvelle particule de spin 1/2, de charge nulle et de masse quasi-nulle. Dans sa description théorique de l'interaction faible, quatre ans plus tard , Enrico Fermi la baptise **neutrino**. Ce n'est qu'en 1953 que Fred Reines et Clyde Cowan apportent une preuve expérimentale de son existence, en détectant les $\bar{\nu}_e$ créés auprès d'une source intense, un réacteur nucléaire.

D'autre part, l'étude du rayonnement cosmique conduira à la découverte des **antiparticules** [2], du **muon**, cousin lourd de l'électron, membres de la famille des **leptons**, du méson π [3],... Dans les années 50-60 viendra l'exploitation des accélérateurs de particules, avec son lot de mises en évidence de nouvelles particules, essentiellement des **hadrons** [4]. C'est également grâce à une expérience accélérateur que l'on prouve l'existence de deux neutrinos différents : un associé à l'électron (ν_e), l'autre associé au muon (ν_μ).

En 1975, on découvre le τ, un troisième lepton chargé plus lourd que le muon ; l'étude de sa désintégration suggère l'existence d'un troisième type de neutrino : ν_τ, avec une mise en évidence de la conservation du nombre de leptons séparément pour chaque génération. En 1989, la preuve est faite au LEP, qu'il n'existe que trois espèces de neutrinos : électronique ν_e, muonique ν_μ et tauique ν_τ

En 1998, la collaboration SuperKamiokande met en évidence le phénomène

[1] proton, neutron, électron

[2] postulées dès 1927 par Paul Dirac

[3] prédit par Yukawa pour décrire le mécanisme de l'interaction forte

[4] Baryons (Σ^0, $\Sigma^\pm$, Λ^0, Δ, Ξ^-, Ξ^0,...) de spin demi-entier et mésons(π, K, ...) de spin entier

d'oscillation des neutrinos[5], prouvant ainsi que les neutrinos ne sont pas de masse nulle.

1.1.2 Classification des particules élémentaires

Actuellement, la matière est décrite par 24 constituants élémentaires qui sont des fermions de spin 1/2 : 6 quarks de charge électrique fractionnaire existant chacun en trois états de couleur[6] : down (d) , up (u) , strange (s) , charmed (c) , bottom (b) et top (t), ainsi que 6 leptons, dont 3 chargés : électron (e^-), muon (μ^-) et tau (τ^-) et 3 neutres - les neutrinos correspondants (ν_e , ν_μ et ν_τ). Ces particules se regroupent en 3 familles, ou générations, aux propriétés similaires, mais de masses de plus en plus élevées.

	PARTICULES				ANTIPARTICULES			
	leptons		quarks		antileptons		antiquarks	
charge électrique	-1	0	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	+1	0	$-\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{3}$
Génération 1	e^-	ν_e	u	d	e^+	$\bar{\nu}_e$	$\bar{u}$	$\bar{d}$
Génération 2	μ^-	ν_μ	c	s	μ^+	$\bar{\nu}_\mu$	$\bar{c}$	$\bar{s}$
Génération 3	τ^-	ν_τ	t	b	τ^+	$\bar{\nu}_\tau$	$\bar{t}$	$\bar{b}$
TOTAL	6		18		6		18	

TAB. 1.1 – Particules de matière - antimatière

Par ailleurs, chacune de ces particules possède son antiparticule, de même masse et de même spin, mais avec les nombres quantiques additifs[7] changés de signe.

Les particules de la première génération sont ou constituent les particules les plus légères et stables[8]. A l'exception des neutrinos, les fermions des générations 2 et 3 sont ou constituent des particules plus massives et instables. Elles ne peuvent être observées que dans le rayonnement cosmique ou lors de collisions de haute énergie produites dans les accélérateurs.

[5]observation d'un déficit dans le flux de neutrinos de type électronique en provenance du soleil

[6]nombre quantique susceptible de toirs valeurs propres désignées arbitrairement par "rouge", "bleu" et "vert"

[7]charge électrique, nombres baryonique et leptoniques, étrangeté,...

[8]les quarks n'existant pas à l'état libre

1.1.3 Particules et interactions

Selon leurs propriétés, les particules élémentaires peuvent interagir entre elles par l'intermédiaire de 3 interactions fondamentales[9] (cf.TAB. 1.2). Chacune de ces interactions est décrite théoriquement comme résultant de l'échange de bosons de spin entier.

TYPE PARTICULE	INTERACTIONS		
	Forte	Electromagnétique	Faible
hadrons chargés + quarks	$\star$	$\star$	$\star$
hadrons neutres	$\star$		$\star$
leptons chargés		$\star$	$\star$
leptons neutres ν			$\star$
Boson intermédiaire	8 gluons	photon	$W^{\pm}$,Z^0

TAB. 1.2 – Particules et interactions fondamentales

Interaction électromagnétique

De portée infinie, elle agit sur tous les objets possèdant une charge électrique non-nulle. Le boson intermédiaire de l'interaction électromagnétique est le photon, particule de spin 1 et de masse nulle[10].

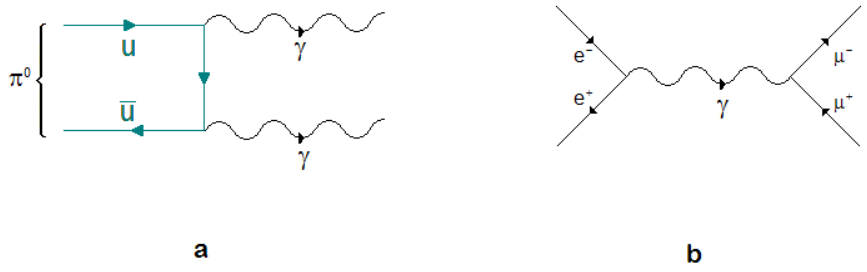


FIG. 1.1 – Interaction électromagnétique
a. Désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$
b. Production à basse énergie d'une paire $\mu^+\mu^-$ par annihilation e^+e^-

[9]La gravitation, quatrième interaction, est négligeable à l'échelle des particules
[10]la portée de l'interaction et la masse du boson échangé sont reliés par : $R = \frac{\hbar c}{m_X c^2}$

Interaction faible

Responsable de la désintégration de certaines particules ($\tau \sim 10^{-7} - 10^{-13}$ s), ainsi que de l'interaction neutrino-nucléon, l'interaction faible est véhiculée par trois bosons. Il s'agit de bosons massifs rendant compte de la très courte portée de l'interaction : 2 bosons chargés W^+ et W^- (interaction faible par courant chargé) et un neutre Z° (courant faible neutre).

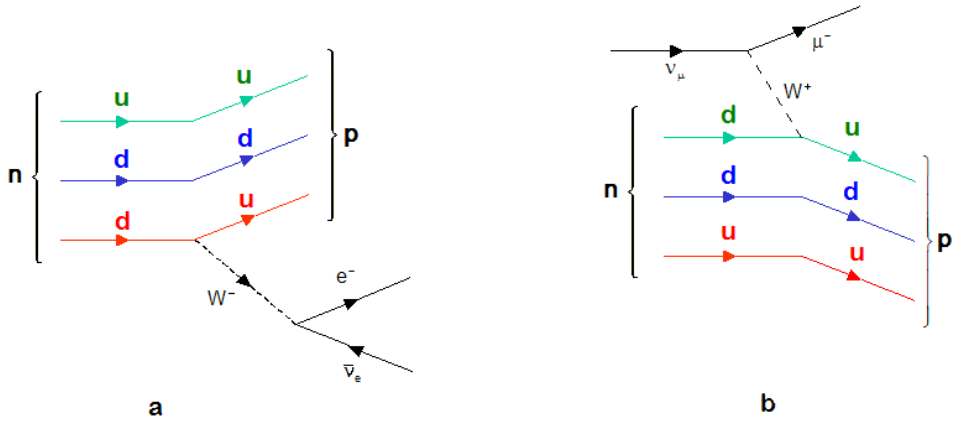


FIG. 1.2 – Interaction faible par courant chargé
a. Désintégration β du neutron
b. Interaction ν-matière

Interaction forte

Interaction attractive responsable, entre autres, de la cohésion des hadrons [11], l'interaction forte procède par échange de gluons de masse nulle. Il s'agit plus précisement d'une interaction agissant entre particules portant une charge de couleur : quarks, antiquarks et 8 gluons. A la différence de l' interaction électromagnétique, où le photon ne porte pas de charge électrique, les gluons sont des objets colorés. Ceci implique la portée effective de l'interaction forte ($\sim$ fm) et le phénomène de confinement des quarks dans les hadrons.

Gravitation

La gravitation est une force exclusivement attractive agissant entre tous les objets massifs. Cette interaction est également de portée infinie, et procèderait

[11] et par extension, le reliquat est responsable de la cohésion des noyaux

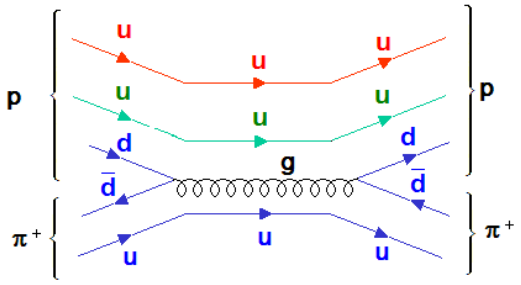


FIG. 1.3 – Production et désintégration de la résonance Δ^{++} par interaction forte lors de la réaction : p+ $\pi^+ \rightarrow \Delta^{++} \rightarrow$ p+π^+

donc par échange d'une particule de masse nulle, de spin 2, le graviton. Elle est négligeable à l'échelle sub-atomique, comparée aux autres forces en présence.

Unification des interactions fondamentales

A l'heure actuelle, l'interaction forte est décrite par une théorie, dite de jauge, la chromodynamique quantique (QCD), basée sur le groupe de symétrie locale SU(3), appliquée sur les 3 états de couleur de quarks, avec ses 8 bosons vectoriels associés (8 gluons de masse nulle).

D'autre part, les interactions électromagnétique et faible sont unifiées dans une même théorie de jauge, la théorie de Glashow-Weinberg-Salam, basée sur le groupe de symétrie SU(2)×U(1).

Toutes les données expérimentales accumulées jusqu'à présent sont compatibles avec ces théories du Modèle Standard.

Un des buts de la physique théorique actuelle est d'arriver à unifier les 3, voire les 4 types d'interactions dans un même modèle mathématique. Dans un premier temps, le modèle électrofaible et l'interaction forte seraient décrits de façon unifiée dans les modèles dits de GUT [12]. Ces interactions ne formeraient qu'une seule et unique interaction à des énergies supérieures à 10^{16} GeV, à comparer aux 10^3 GeV actuellement disponibles auprès des accélérateurs.

[12] Grand Unified Theory

1.2 L'astrophysique des neutrinos

1.2.1 Les messagers de l'astronomie

Pour observer l'Univers, les astrophysiciens détectent et analysent les rayonnements émis, balayant un spectre allant des rayons gamma aux ondes radio, en passant par le domaine visible (cf.FIG.1.4). Ceci permet de recueillir des informations sur les nuages de gaz, étoiles, galaxies et autres phénomènes stellaires.

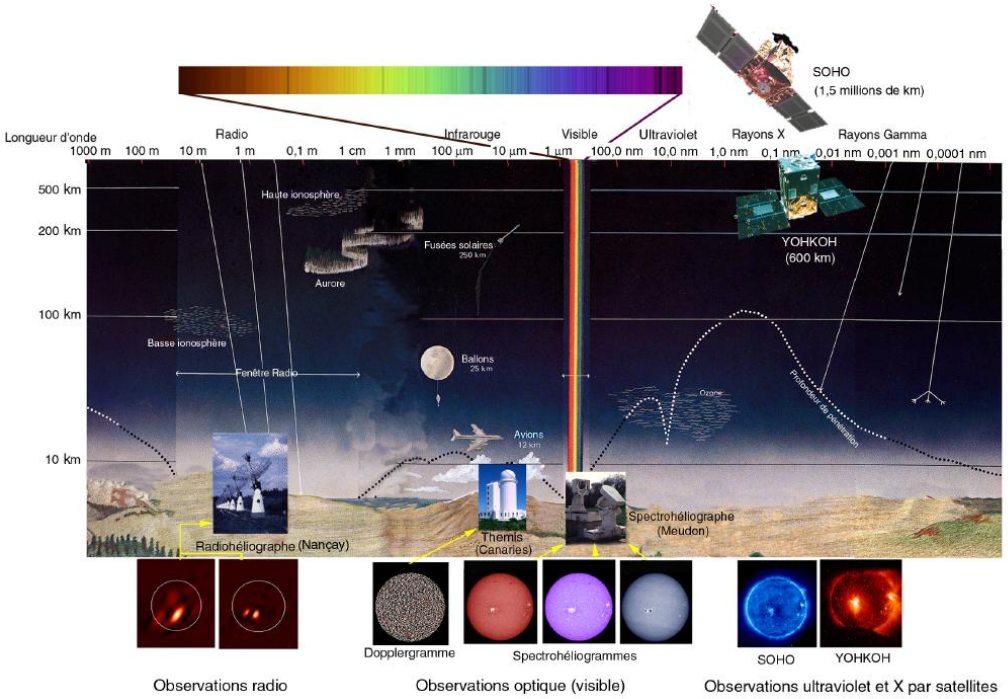


FIG. 1.4 – Spectre électromagnétique disponible en astrophysique [LES-@]

Cependant, chaque partie du spectre a ses limites. S'il est possible d'observer des objets très lointains dans le domaine optique[13], les rayonnements gamma sont limités par leur interaction avec le fond de rayonnement cosmologique à 3K. Le spectre électromagnétique est donc observable jusqu'à des énergies de l'ordre du PeV.

[13] 400 nm - 700 nm

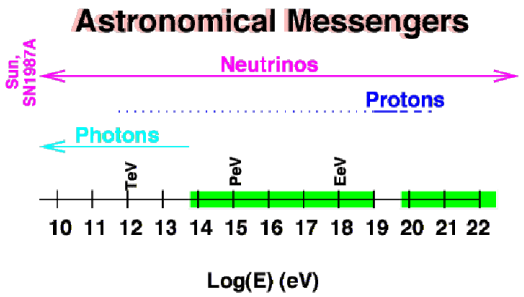


FIG. 1.5 – Les messagers de l'astronomie [AMA-@]

D'autres moyens de prospections exploitent les particules du rayonnement cosmique primaire, essentiellement les protons et les neutrinos.

Les protons étant des particules chargées, ils sont déviés dans les champs magnétiques intergalactiques et extra-galactiques. Ils présentent donc le désavantage de ne pas garder d'information directionnelle sur leur source.

Par contre, les neutrinos, électriquement neutres, sont insensibles aux champs électromagnétiques présents dans le milieu interstellaire. D'autre part, ils interagissent peu avec la matière.

Ils sont ainsi les dépositaires d'informations sur le fonctionnement interne des astres. S'échappant de phénomènes cataclysmiques, ils restent quasi rectilignes, offrant la possibilité de remonter jusqu'aux événements qui leur ont donné naissance. Mais leur faible interaction avec la matière rend leur détection particulièrement délicate, nécessitant la mise en oeuvre de détecteurs ayant un volume expérimental élevé (cf Chapitre 2).

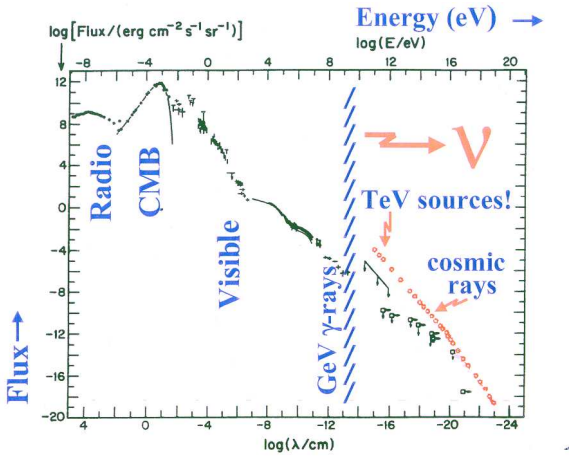


FIG. 1.6 – Flux de différentes sources d'information en astrophysique[HAL-@]

C'est pourquoi se développe actuellement ce que l'on appelle l'astronomie des neutrinos qui, grâce à des télescopes appropriés, tente de sonder profondément le ciel et aussi de tester les modèles physiques à des énergies supérieures aux énergies accessibles auprès des plus grands accélérateurs de particules. Puisque reproduire sur Terre les conditions d'explosion d'une étoile massive n'est pas imaginable, ce sera l'observation des neutrinos de haute énergie que produit un tel événement qui permettra d'y accéder. De même, ce sont eux qui, de manière indirecte, pourraient nous permettre de remonter à l'origine des rayons cosmiques de très grande énergie que l'on observe sur Terre.

1.2.2 Sources cosmiques des neutrinos

Toute source qui accélère des protons émet des neutrinos par la désintégration de pions chargés produits lors de l'interaction de ces protons avec la matière ou la radiation :

$$\begin{array}{rccc} p + (\text{cible}) \longrightarrow & \pi^0 & \pi^{\pm} & X \\ & \downarrow & \downarrow & \\ & \gamma\gamma & \mu^{\pm}\nu_{\mu} & \\ & & \downarrow & \\ & & e^{\pm}\nu_{\mu}\nu_{e}\nu_{\mu} & \end{array} \tag{1.1}$$

Il existe plusieurs sources astrophysiques probables des neutrinos :

Les neutrinos fossiles cosmologiques Les neutrinos fossiles sont de très basse énergie (MeV) et seuls des détecteurs positionnés sur des satellites pourraient envisager leur détection

Les AGN Les *Active Galactic nuclei*(ou Noyaux Actifs de Galaxies) sont des galaxies ayant un trou noir massif en leur centre, émettant un jet de particules relativistes perpendiculairement au disque d'accrétion

Les GRB Les *Gamma-ray burst* sont des mystérieux objets produisant des bouffées de rayons gamma ultra-énergétiques. Ils seraient associés aux hypernovæet aux collisions entre étoiles à neutrons.

Les explosions des supernovae de type II Le mécanisme principal de production des neutrinos lors de l'explosion de supernovæde type II est :

$$e^+e^- \longrightarrow \nu\bar{\nu} \tag{1.2}$$

Les trois saveurs de neutrinos sont produites quasiment démocratiquement, avec un nombre de neutrinos électroniques cependant légèrement supérieur aux autres saveurs, qui sont, quant à elles, plus énergétiques. L'énergie de ces neutrinos ne dépasse pas la dizaine de MeV. Ils sont par conséquent difficiles à détecter dans un télescope à neutrinos.

Les défauts topologiques Les défauts topologiques, comme par exemple les monopôles magnétiques ou les cordes cosmiques, ont pu être formés par la brisure de symétrie lors des transitions de phase au début de la formation de l'Univers. La plupart de leur énergie, libérée par annihilation ou effondrement gravitationnel, finirait sous la forme d'ondes gravitationnelles et de neutrinos.

L'annihilation des neutralinos Les neutrinos issus de l'annihilation des neutralinos[14] gardent comme énergie, en moyenne, la moitié de la masse du neutralino. Les masses considérées pour ces particules varient entre une dizaine de GeV et quelques TeV. Les neutrinos engendrés sont eux aussi de basse énergie mais néanmoins détectables par les télescopes à neutrinos.

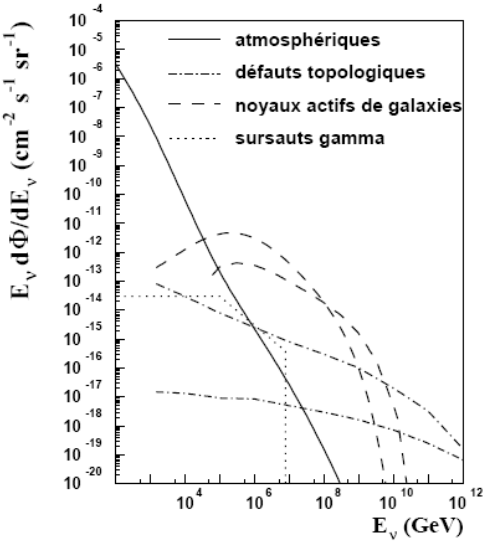


FIG. 1.7 – Flux prédits de neutrinos[CAR99]

Il est à noter que le flux de neutrinos intéressant dans le cadre d'IceCube ne devient supérieur au flux de neutrinos atmosphériques qu'au delà de $E_\nu \approx 10^5$ GeV.

[14]particule supersymétrique considérée hypothétiquement comme la plus légère, et particule candidate comme constituant la matière noire

Ces motivations physiques justifient la construction d'appareillages de détection dédicacés : les télescopes à neutrinos (BAIKAL, NESTOR, AMANDA, ANTARES, ICECUBE,...)

1.2.3 Oscillation des neutrinos

a. Phénomène d'oscillation

L'oscillation des neutrinos est un phénomène quantique consistant en un changement de l'état de saveur d'un neutrino au cours du temps.

Dans l'hypothèse où les états de saveur $|\nu_l\rangle$ ne sont pas des états propres de masse $|\nu_m\rangle$, les états propres de saveur peuvent être considérés comme une combinaison linéaire des états propres de masse :

$$|\nu_l\rangle = \sum_m U_{lm} |\nu_m\rangle \tag{1.3}$$

Les coefficients U_{lm} forment la matrice U, qui est la matrice de mélange leptonique. Avec trois saveurs de neutrino, U est une matrice 3x3. Par la conservation de la probabilité totale d'observation des neutrinos, elle est unitaire. U est réelle si la symétrie CP [15] est conservée.

Le fait qu'un neutrino de saveur donnée soit une superposition de différents états propres de masse, engendre le phénomène d'oscillation des neutrinos. En d'autres termes, un état de neutrino d'une certaine saveur peut se manifester différemment lors de sa propagation dans le vide et est donc quantiquement une superposition des trois saveurs.

Chacune des composantes de $|\nu_l\rangle$ va évoluer dans le temps comme des ondes planes (particule libre) conformément à l'équation de Schrödinger. Dans le système du laboratoire et dans la direction $\vec{L}$:

$$|\nu_m(t_m)\rangle = e^{-i(E_m t - p_m L)} |\nu_m(0)\rangle \tag{1.4}$$

où E_m et p_m sont respectivement l'énergie et l'impulsion du ν_m – ces deux grandeurs étant reliées entre elles par la relation $E_m^2 = p_m^2 + m_m^2$ (m_m la masse de ν_m) – et L est la distance parcourue à partir de la création du ν_l.

Si l'on considère des neutrinos ultra-relativistes, on pourra considérer que $t \approx L$, ce qui permet d'écrire le facteur de phase sous la forme $e^{-i(E_m - p_m)L}$. En utilisant le développement de Taylor $(1+x)^{1/2} = 1 + \frac{1}{2}x - \dots$, on peut réécrire p_m sous la forme $p_m = \sqrt{E^2 - m_m^2} \approx E - \frac{m_m^2}{2E}$

Pour simplifier un peu plus, imaginons que tous les ν_l soient produits avec une même énergie, soit E et donc les composantes d'états propres de masse

[15] Conjugaison de charge et de parité

auront aussi cette énergie, càd $E = E_m$. Dès lors, le facteur de phase devient $e^{-i(m_m^2/2E)L}$.

En remplacant ce facteur de phase dans l'équation (1.4) et en utilisant l'équation (1.3), on obtient :

$$|\nu_l(L)\rangle \approx \sum_m U_{lm} e^{-i(m_m^2/2E)L} |\nu_m\rangle \tag{1.5}$$

En inversant l'équation (1.3) :

$$|\nu_m\rangle = \sum_{l'} U^{-1}_{ml'} |\nu_{l'}\rangle \tag{1.6}$$

et en tenant compte de l'unitarité de la matrice U, à savoir $U^{-1} = U^+$

$$|\nu_m\rangle = \sum_{l'} U^+_{ml'} |\nu_{l'}\rangle = \sum_{l'} U^*_{l'm} |\nu_{l'}\rangle \tag{1.7}$$

Ce qui donne, en injectant cette expression de $|\nu_m\rangle$ dans (1.5) :

$$|\nu_l(L)\rangle \approx \sum_{l'} \sum_m U_{lm} U^*_{l'm} e^{-i(m_m^2/2E)L} |\nu_{l'}\rangle \tag{1.8}$$

Ceci nous montre que l'état $|\nu_l\rangle$, en parcourant la distance L, s'est converti en une superposition des différents états de saveur l'. La probabilité pour qu'un neutrino de saveur l se manifeste comme neutrino de saveur l' après avoir parcouru la distance L est donnée par :

$$\mathcal{P}(\nu_l \to \nu_{l'}; L) = |\langle \nu_{l'} | \nu_l \rangle|^2 = \left| \sum_m U_{lm} U^*_{l'm} e^{-i(m_m^2/2E)L} \right|^2 \tag{1.9}$$

La condition nécessaire pour avoir oscillation est que les masses doivent être différentes. En effet, si toutes les m_m étaient égales, on aurait

$$\mathcal{P}(\nu_l \to \nu_{l'}; L) = \left| \sum_m U_{lm} U^*_{l'm} \right|^2 \underbrace{\left| e^{-i(m_m^2/2E)L} \right|^2}_{=1} \tag{1.10}$$

Et du fait de l'unitarité de U , $\sum_m U_{lm} U^*_{l'm} = \delta_{ll'}$. Ce qui interdit l'oscillation puisque on aurait :

$$\mathcal{P}(\nu_l \to \nu_{l'}; L) = 0$$

si l et l' sont différents.

b. Oscillation entre deux saveurs

L'interprétation des données expérimentales en termes d'oscillations de neutrino est souvent effectuée en ne considérant que les oscillations entre deux saveurs de neutrinos $\nu_i \leftrightarrow \nu_j \quad (i,j = e,\mu,\tau)$. Ainsi, dans le cas de $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{1.11}$$

Si on développe l'équation (1.9) , on obtient de manière générale :

$$\mathcal{P}\left(\nu_\alpha \to \nu_\beta; L\right) = \left| U_{\alpha 1} U^*_{\beta 1} e^{-i(m_1^2/2E)L} + U_{\alpha 2} U^*_{\beta 2} e^{-i(m_2^2/2E)L} \right|^2$$

En utilisant le fait que $\sum_m U_{\alpha m} U^*_{\beta m} = \delta_{\alpha\beta}$ càd que, pour deux saveurs :

$$U_{\alpha 2} U^*_{\beta 2} = \delta_{\alpha\beta} - U_{\alpha 1} U^*_{\beta 1}$$

on obtient

$$\mathcal{P}\left(\nu_\alpha \to \nu_\beta; L\right) = \left| \delta_{\alpha\beta} - 2i U_{\alpha 1} U^*_{\beta 1} \left[e^{-i\frac{\Delta m_{12}^2}{4E} L} \right] \sin\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{4E} L \right) \right|^2 \tag{1.12}$$

où $\Delta m_{12}^2 \equiv m_1^2 - m_2^2$ et où ν_1 et ν_2 sont les états propres de masse. On voit donc ici que si $m_1 = 0$ et $m_2 \neq 0$, il y a quand même oscillation, puisque c'est la différence de masse entre les neutrinos qui intervient.

Une manière d'expliciter la matrice U est de l'écrire en terme d'un seul paramètre θ_{12} (angle de mélange) :

$$U(\theta_{12}) = \begin{pmatrix} \cos\theta_{12} & \sin\theta_{12} \\ -\sin\theta_{12} & \cos\theta_{12} \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

On vérifie aisément que $U(\theta_{12})$ est unitaire et réelle.

En explicitant le cas $(\nu_e \to \nu_\mu)$ avec les composantes U données par (1.13) et en tenant compte de la relation $\hbar c = 197$ MeV fm :

$$\mathcal{P}\left(\nu_e \to \nu_\mu; L\right) = \sin^2 2\theta_{12} \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m_{12}^2 L}{E} \right) \tag{1.14}$$

dans un système d'unités où eV est l'unité de masse, le km celle de longueur et le GeV celle d'énergie.

Le cas $(\nu_e \to \nu_e)$ s'écrit :

$$\mathcal{P}(\nu_e \to \nu_e; L) = \left|1 - 2i.e^{-i\frac{1.27\Delta m^2_{12}}{E}L}\cos^2\theta_{12}\sin\left(\frac{1.27\Delta m^2_{12}L}{E}\right)\right|^2 \quad (1.15)$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta_{12}\sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2_{12}L}{E}\right) \quad (1.16)$$

On a bien évidemment la relation :

$$\mathcal{P}(\nu_e \to \nu_e; L) + \mathcal{P}(\nu_e \to \nu_\mu; L) = 1$$

qui vérifie le fait qu'on ait des probabilités.

Pour des raisons de facilité de calcul, le formalisme développé ci-dessus est basé sur les ondes planes alors qu'un calcul plus rigoureux devrait faire intervenir des paquets d'ondes, le rendant plus complexe pour finalement aboutir au même résultat que le développement ci-dessus.

c. Oscillation entre trois saveurs

Dans le cas général d'oscillations entre trois saveurs, la matrice de mélange est définie par :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

paramétrisée de manière standard par :

$$\begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta_{23} & \sin\theta_{23} \\ 0 & -\sin\theta_{23} & \cos\theta_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos\theta_{13} & 0 & \sin\theta_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta_{13} & 0 & \cos\theta_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos\theta_{12} & \sin\theta_{12} & 0 \\ -\sin\theta_{12} & \cos\theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

ce qui revient à exprimer U comme :

$$\begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

où c et s représentent les cosinus et sinus des angles de mélange θ_{12} , θ_{13} et θ_{23}.

Par généralisation du cas à deux saveurs, on obtient la probabilité d'oscillation d'un neutrino de type α vers un neutrino de type β :

$$\mathcal{P}(\nu_\alpha \to \nu_\beta; L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\beta i} U^*_{\alpha j} U^*_{\beta j} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2_{ij} L}{E} \right) \qquad (1.20)$$

On peut constater que si U est réelle , $\mathcal{P}(\nu_\alpha \to \nu_\beta; L) = \mathcal{P}(\nu_\beta \to \nu_\alpha; L)$ ce qui signifie l'invariance par renversement du temps, et comme il y a toujours conservation de CPT , il y a conservation de CP.

1.2.4 Limites de masse

Les tentatives de mesure directe de la masse des neutrinos n'ont conduit qu'à des limites supérieures de masses :

$$\begin{aligned} m_{\nu_e} &\leq 15 \text{ eV} \\ m_{\nu_\mu} &\leq 170 \text{ keV} \\ m_{\nu_\tau} &\leq 18.2 \text{ MeV} \end{aligned} \qquad (1.21)$$

La masse du neutrino électronique est déterminée par mesure à de la limite supérieure du pectre en énergie de l'électron émis dans la désintégration du tritium

$$^3\text{H} \longrightarrow ^3\text{He} + e^- + \bar{\nu_e}$$

La limite sur la masse du neutrino muonique vient de la désintégration

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

tandis que la désintégration en mode hadronique du τ

$$\tau^- \longrightarrow (\text{hadrons})^- + \nu_\tau$$

avec la composante hadronique consistant dans un certain nombre de pions, donne la limite sur la masse du neutrino tauique.

1.2.5 Interactions neutrinos - matière

Les neutrinos ou antineutrinos n'interagissent que par interaction faible avec les noyaux ou les électrons composant la matière traversée. Les interactions les plus fréquentes concernent le processus par courant chargé, avec émission du lepton chargé de la même génération que le (anti)neutrino :

$$\begin{aligned} \nu_\mu + N &\rightarrow \mu^- + X \\ \bar{\nu}_\mu + N &\rightarrow \mu^+ + X \end{aligned} \tag{1.22}$$

ou N est un nucléon et X un système hadronique compatible avec les lois de conservation.

Par universalité des leptons, la section efficace ne dépend pratiquement pas, à haute énergie, de la génération du neutrino.

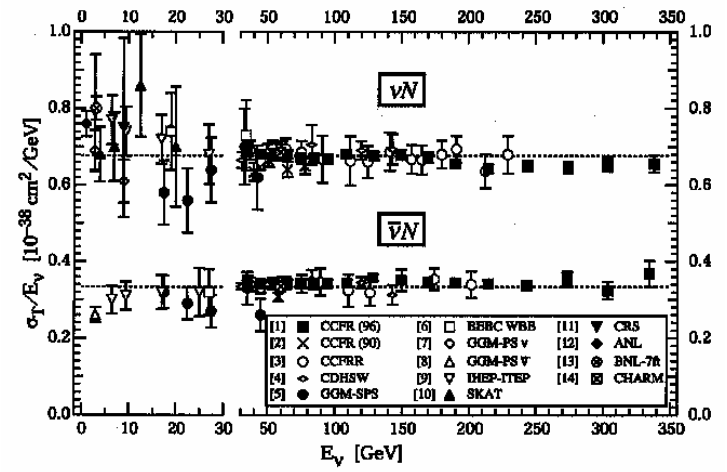


FIG. 1.8 – Sections efficaces pour νN et $\bar{\nu} N$ [PDG04]

Vu la faible section efficace($\sim 10^{-38}$ cm^2 à 10 GeV), il est à noter que les (anti)neutrinos sont difficiles à détecter. Ainsi,l'observation des processus impliquant des courants faibles chargés (échange de $W^\pm$) date des années 1960 et ce n'est qu'en 1973 que l'on détecta des évenements mettant en jeu des courants faibles neutres (échange de Z^0).

1.3 Le détecteur IceCube

IceCube est un télescope à neutrinos cosmiques en cours de déploiement au Pôle Sud qui, comme son prédécesseur AMANDA[16], aura pour but de détecter les neutrinos d'origine galactique ou extra-galactique.

Optimisé pour les neutrinos de haute énergie, IceCube tire son acronyme du fait que le détecteur couvre globalement 1 km^3 de glace, utilisée comme milieu d'interaction entre neutrinos et matière. A des énergies du PeV, le flux cosmique est faible, de l'ordre de 1 par m^2 par an et la probabilité de détecter un neutrino de cette énergie est de l'ordre de 10^{-3}. Ceci conduira donc à quelques événements par jour et par kilomètre carré de détecteur. Pour des énergies de l'ordre de EeV, le flux n'est que de 1 par km^2 et par an et la probabilité de détection de 0.1, ce qui implique seulement quelques événements par an dans un détecteur de 1 km^2. [HAL98]

1.3.1 Principe de détection de neutrinos de haute énergie

Le principe de détection des télescopes à neutrinos est la mise en évidence des produits d' interaction[17] par courants chargés (Eqs. 1.22) des neutrinos avec la matière terrestre. Ces produits d'interaction sont des gerbes hadroniques accompagnées d'un lepton chargé. [18]

Ce lepton est relativiste : il se propage suivant une trajectoire quasi-rectiligne en émettant de la lumière Čerenkov dans le milieu transparent. La détection de cette lumière par un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs permet la reconstruction de la trajectoire du muon, laquelle est très proche de la direction du neutrino incident.

Suivant le temps de vie et/ou les parcours moyens des produits d'interaction dans le milieu de détection, plusieurs topologies sont possibles dans le détecteur (cf. Fig 1.9).

Seul le muon parcourt des grande distances. Même des muons produits en dehors du volume instrumenté seront détectés. L'électron produit une gerbe électromagnétique. Dans le cas du lepton τ, le temps de vie étant très court ($\sim 10^{-13}$ s), il parcourt de l'ordre de $5.10^{-5}E/\mathrm{GeV}$ [m] avant de se désintégrer, produisant un second ν_τ et une seconde gerbe hadronique (configuration du "double bang").

En pratique, ce seront essentiellement les événements "muons" qui seront les plus exploités, d'autant qu'il existe une bonne corrélation avec les

[16] Antartic Muon And Neutrino Detector Array

[17] Interactions de type profondément inélastiques

[18] Les interactions par courant neutre ne génèrent qu'une gerbe hadronique et ne sont pas utilisées dans le cadre de l'astronomie des neutrinos.

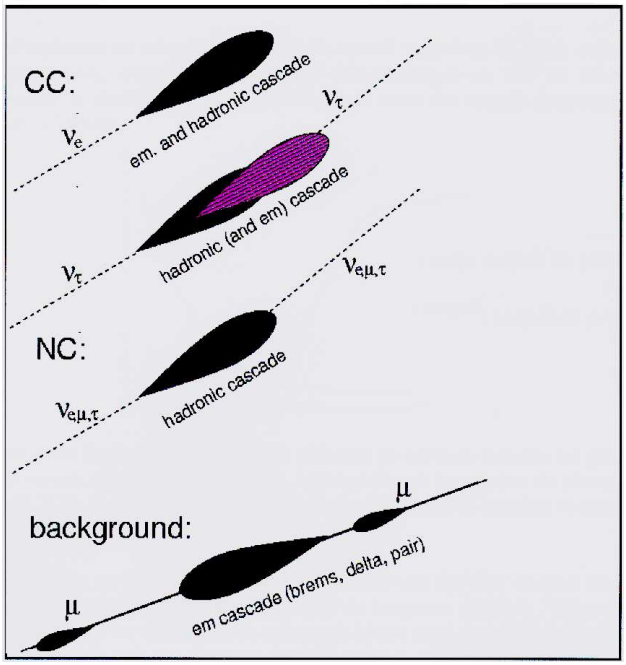


FIG. 1.9 – Différentes topologies d'événements suivant le type de neutrino

neutrinos parents, tant au niveau de la direction que de l'énergie :

→ Direction : l'angle moyen de génération du muon $\lesssim 1^\circ$ à E $\gtrsim$ TeV

→ Energie : le muon emporte en moyenne 50% (70%) de l'énergie du neutrino parent de 100 GeV (1PeV)

1.3.2 Le détecteur IceCube

La glace polaire est utilisée comme milieu dense pour l'interaction neutrino-matière et comme milieu transparent pour l'émission et la détection des photons Čerenkov. Les détecteurs photosensibles sont des photomultiplicateurs enfermés dans une sphère protectrice en verre (avec l'électronique associée)[19], dits modules optiques, et sont enfouis à intervalles réguliers dans la glace transparente.

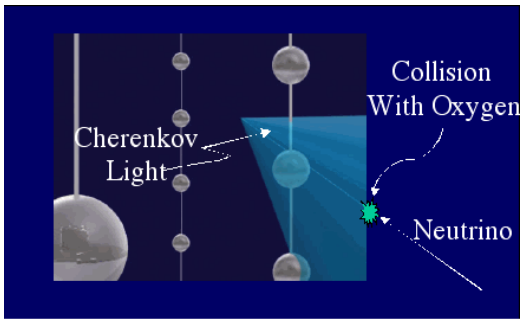


FIG. 1.10 – Principe du détecteur IceCube [IC3-@]

La détection des neutrinos cosmiques est fortement perturbée par la présence d'un bruit de fond considérable constitué par la détection des muons atmosphériques. En effet, pour chaque muon issu d'un tel neutrino, IceCube détecte plus d'un million de muons produits par le rayonnement cosmique dans l'atmosphère au dessus du détecteur. Pour filtrer les neutrinos atmosphériques, les télescopes à neutrinos comme IceCube utilisent le fait que les neutrinos interagissent très faiblement avec la matière. Puisque les neutrinos sont les seules particules capables de traverser la Terre de part en part, IceCube regarde à travers la Terre, càd vers l'hémisphère nord, et détecte les muons ascendants[20], utilisant notre planète comme un filtre de sélection des neutrinos cosmiques. Ils ont donc une vision du ciel limitée d'une manière similaire aux télescopes, mais à l'envers.

[19] Cet ensemble sera détaillé dans le chapitre 3.1

[20] alors que les muons atmosphériques sont descendants par rapport à la verticale au pôle

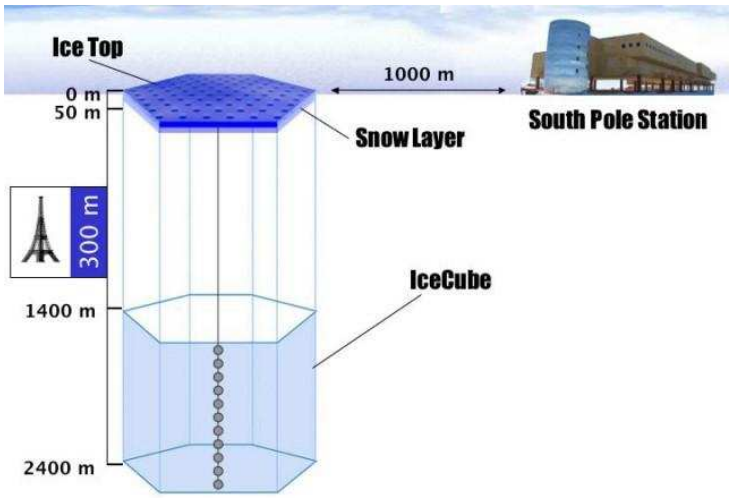


FIG. 1.11 – Configuration du détecteur IceCube [IC3-@]

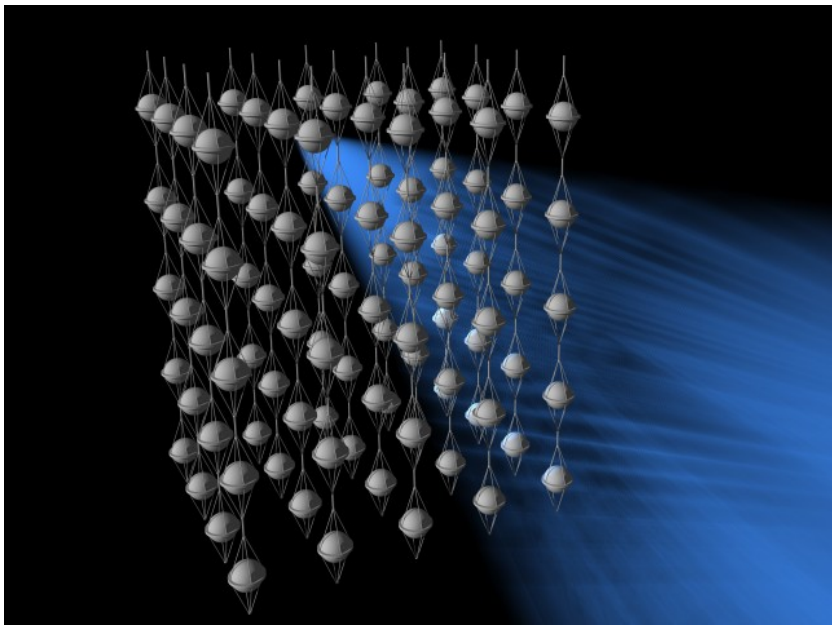
Le détecteur Ice-Cube comportera 4800 photomultiplicateurs[21] alignés sur 80 chaînes verticales (*strings*) à des profondeurs de 1400 à 2400 mètres. Les chaînes sont séparées[22] de 125 mètres sur une grille couvrant une superficie de 1 km^2. Le détecteur IceCube sera couplé avec un détecteur en surface - IceTop - (cf.FIG 1.11) composé de 160 réservoirs de glace, détectant les gerbes cosmiques produites dans l'air et atteignant des énergies d'au moins 1 PeV. Chaque string est composée de 60 modules optiques (OM) espacés de 17 mètres. [ARX02]

[21] comparés aux 750 OM de AMANDA

[22] La disposition géométrique et le nombre total d'OM et de strings résultent de simulations MonteCarlo.

Chapitre 2

Détection de la lumière Čerenkov dans les télescopes basés sur des senseurs optiques



2.1 Interaction par effet Čerenkov

2.1.1 Origine du rayonnement Čerenkov

Une particule chargée relativiste traversant un milieu d'indice de réfraction n, à une vitesse v plus élevée que la vitesse de la lumière c/n dans ce milieu, émet un rayonnement électromagnétique, appelé radiation Čerenkov.

On peut comprendre l'émission de radiation Čerenkov par le fait que la particule chargée polarise les atomes le long de sa trajectoire, tels qu'ils deviennent des dipôles électriques. La variation temporelle du champ dipolaire mène à l'émission de radiation électromagnétique. Aussi longtemps que $v < c/n$, les dipôles sont arrangés symétriquement autour de la trajectoire de la particule, le champ dipolaire integré sur l'ensemble des dipôles s'annule et il n'y a donc pas de radiation. Si la particule se déplace à une vitesse $v > c/n$, la symétrie est brisée et il en résulte un moment dipolaire non-nul, qui conduit à une émission de radiation. La figure 2.1 illustre ces deux cas.

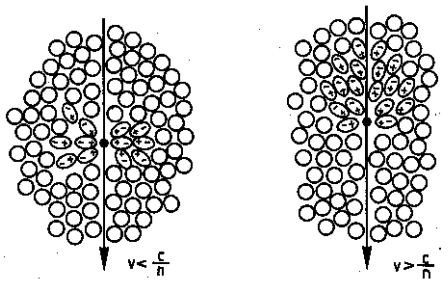


FIG. 2.1 – Illustration de l'effet Čerenkov [GRU96]

La contribution de la radiation Čerenkov à l'énergie perdue est petite comparée à celle provenant d'ionisation et d'excitation, même pour des particules au minimum d'ionisation.

2.1.2 Cône de lumière émis

L'angle entre les photons Čerenkov émis et la trajectoire de la particule chargée peut être obtenu à partir de la figure 2.2.

Alors que la particule parcourt la distance $AB = \beta c\, t$, le photon parcourt $AC = \frac{c}{n}\, t$. Dès lors, on obtient :

$$\cos\theta = \frac{1}{n\,\beta} \tag{2.1}$$

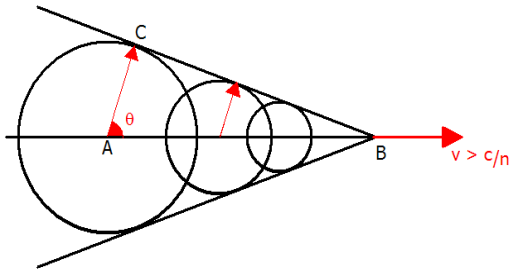


FIG. 2.2 – Description géométrique de l'angle Čerenkov. Fronts d'onde et cône de lumière enveloppant ces fronts

Un traitement plus précis [GRU96] montre que l'émission d'un photon Čerenkov provoque un recul de la particule chargée, qui change donc légèrement de direction. Lorsque l'on tient compte de cet effet, on a :

$$\cos\theta = \frac{1}{n\,\beta} + \frac{\hbar\,k}{2\,p}\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \tag{2.2}$$

où k est le vecteur d'onde du photon, donc $\hbar k$ l'impulsion du photon et p l'impulsion de la particule chargée. θ représente l'angle entre le vecteur impulsion de la particule incidente et la direction du photon émis. Puisque $\hbar k \ll p$, l'équation 2.1 représente une excellente approximation.

Pour avoir émission de radiation Čerenkov, il existe un seuil : la radiation Čerenkov n'est émise que si $\beta > \frac{1}{n}$. D'autre part, on remarque que l'angle Čerenkov augmente jusqu'à un maximum pour $\beta = 1$, à savoir

$$\theta = \arccos\frac{1}{n} \tag{2.3}$$

Par conséquent, la radiation Čerenkov est émise uniquement si l'indice de réfraction du milieu à la longueur d'onde λ est supérieur à 1. Les photons Čerenkov ne sont pas émis dans les rayons X, puisque $n = 1$ dans cette région, et donc la condition d'émission Čerenkov n'est pas remplie.

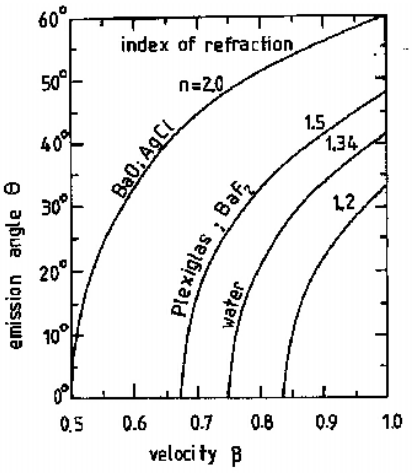


FIG. 2.3 – Lien entre la vitesse de la particule, l'angle Čerenkov et l'indice de réfraction [INS97]

2.1.3 Spectre en λ des photons émis

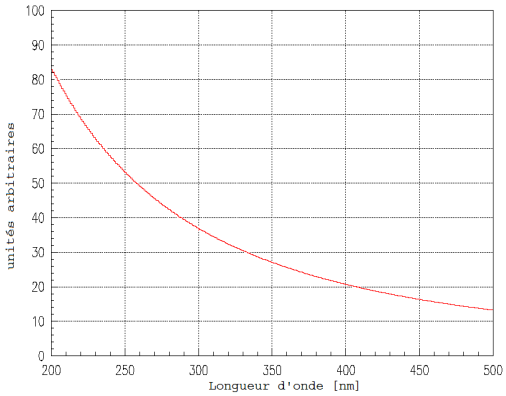


FIG. 2.4 – Spectre en $1/\lambda^2$ dans l'émission du rayonnement Čerenkov

Le nombre de photons Čerenkov émis par unité de longueur, avec une longueur d'onde comprise entre λ_1 et λ_2 est donné par :

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\,\alpha\,z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \tag{2.4}$$

pour $n(\lambda) > 1$, où z est la charge électrique de la particule produisant le rayonnement Čerenkov et α la constante de structure fine. En négligeant la

dispersion du milieu[1] on obtient :

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \sin^2\theta_c \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1\lambda_2} \tag{2.5}$$

Pour la fenêtre optique, entre 350 nm et 500 nm [2], et une particule de charge $|e|$, on a :

$$\frac{dN}{dx} = 390 \sin^2\theta_c \qquad [\mathrm{cm}^{-1}] \tag{2.6}$$

Ceci donne, avec $\theta_c \approx 40°$ dans la glace : 162 photons/cm. Il est à noter que si on tient compte des photons émis dans le proche UV, càd si on recule la limite inférieure à 250 nm, on détecte 379 photons/cm. **Le rendement de photons peut donc être augmenté d'un facteur deux ou trois si les photons émis dans l'ultra-violet sont également détectés.**

2.2 Interactions photon - matière

L'interaction photon - matière dépend de l'énergie du photon incident. Pour des énergies inférieures à une centaine de keV, c'est **l'effet photoélectrique** qui domine :

$$h\nu + \text{atome} \longrightarrow \text{ion}^+ + e^-$$

le photon incident d'énergie $h\nu$ transmet toute son énergie à un électron du cortège électronique, qui acquiert une énergie cinétique

$$E_{cin} = h\nu - E_i$$

où E_i représente l'énergie d'ionisation de l'électron.

Les photomultiplicateurs sont des détecteurs de photons lumineux et, par conséquent, seul l'effet photoélectrique est à considérer.

Si le photon possède une énergie d'environ 1MeV, il peut diffuser sur un électron peu lié et céder une partie de son énergie à un électron. C'est l'**effet Compton** :

$$h\nu + e^- \longrightarrow h\nu' + e^-$$

Enfin, à partir d'une énergie supérieure à deux fois la masse de l'électron, soit 1.022 MeV, le photon peut se matérialiser en une paire électron-positron à proximité d'un noyau. La **création de paire $\mathbf{e^+}$ $\mathbf{e^-}$** devient prédominante pour des énergies élevées, supérieures à 10 MeV.

$$h\nu + \text{noyau} \longrightarrow e^+ + e^- + \text{noyau}$$

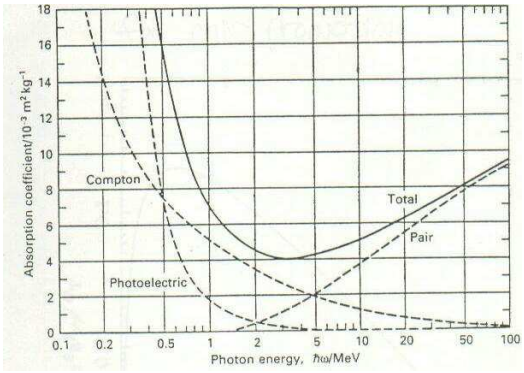


FIG. 2.5 – Coefficient d'absorption en fonction de l'énergie des photons dans le plomb [EDG66]

Rappelons que l'intensité d'un faisceau de photons traversant la matière décroit exponentiellement en fonction de l'épaisseur x traversée :

$$I(x) = I_0\, e^{-\mu x} \tag{2.7}$$

où μ est le coefficient d'absorption linéaire du milieu.

[1] n indépendant de λ
[2] zone de sensibilité du PM

2.3 Détection de lumière par un photomultiplicateur

2.3.1 Description d'un photomultiplicateur

Les photomultiplicateurs sont des tubes à électrons convertissant la lumière en une impulsion de courant mesurable. Ils sont extrêmement sensibles, jusqu'à détecter un seul photon. En physique nucléaire et en physique des hautes énergies, ils sont souvent associés aux scintillateurs ; leurs usages sont alors variés (spectroscopie, déclenchement d'acquisition de données,...). Les photomultiplicateurs peuvent fonctionner en mode continu, càd sous une illumination constante, ou en mode pulsé comme dans le cas d'un compteur à scintillateur.

a. Principes de base

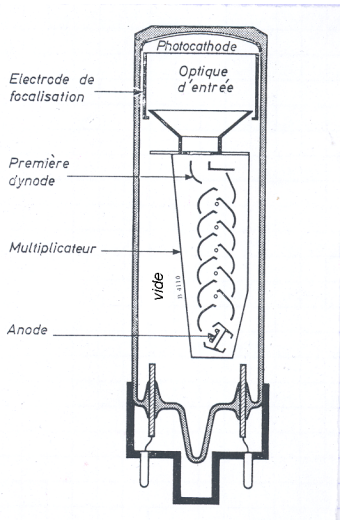


FIG. 2.6 – Structure générale d'un PM [RTC68]

Un photomultiplicateur comporte un ensemble d'électrodes : une cathode en matériau photosensible suivi par un système de collection d'électrons (ou optique d'entrée), une section multiplicatrice d'électrons (ou chaîne de dynodes) et, finalement, une anode. Le tout est généralement conditionné dans un tube en verre sous vide. Les différentes électrodes sont portées à des potentiels adéquats, croissants de l'optique d'entrée jusqu'à l'anode, via l'utilisation d'un diviseur de tension situé dans la abse du PM(FIG-2.7). Lorsqu'un photon incident frappe la photocathode, un électron (appelé photoélectron) est émis par effet photoélectrique. Il peut alors être dirigé vers le multiplicateur par l'optique d'entrée et vers la première dynode, où se produit une émission d'électrons secondaires, eux-mêmes accélérés vers la dynode suivante et ainsi de suite.

On crée donc une cascade d'électrons à travers la chaîne de dynodes. A l'anode, la cascade est collectée, générant une impulsion détectable pouvant être amplifiée et enregistrée.

Si la cathode et le système de dynodes sont supposés linéaires, la charge collectée à la sortie du PM sera directement proportionnelle au nombre de photons incidents.

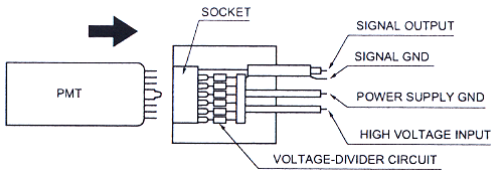


FIG. 2.7 – Exemple de base appliquée à un tube PM [BAS–]

b. La photocathode

La qualité d'un photomultiplicateur dépend, en premier lieu, de sa photocathode. Ses principales caractéristiques sont : la sensibilité, la réponse spectrale, l'homogénéité ainsi que le niveau de l'émission spontanée parasite produite en l'absence de toute radiation incidente[3].

La photocathode convertit, par effet photoélectrique, un flux lumineux de photons appartenant à son domaine de sensibilité spectrale, en un flux d'électrons émis dans le vide. Généralement, il s'agit d'une photocathode semi-transparente où le matériau photosensible est déposé en une fine couche à l'intérieur de la fenêtre d'entrée du tube photomultiplicateur. La transmission optique de cette fenêtre influence le spectre de lumière atteignant la photocathode. Les matériaux les plus couramment utilisés sont le verre borosilicate (pour détecter des photons de λ >300 nm) ou des matériaux transparents dans le domaine UV comme le fluorure de magnésium (MgF_2) qui transmet jusqu'aux longueurs d'onde de 115 nm.

Dans la majorité des cas, la surface active de la photocathode présente une géométrie circulaire (FIG. 2.8.a). D'autres géométries de tubes photomultiplicateurs, comme la géométrie hémisphérique (FIG. 2.8.d) sont disponibles.

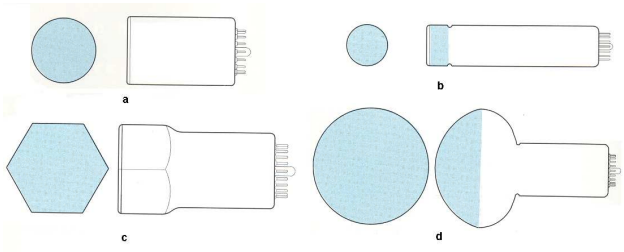


FIG. 2.8 – Géométries de la photocathode [ETL96]
a. Circulaire - b. 2π
c. Hexagonale - d. Hémisphérique

[3]produisant un signal à l'anode générant du bruit ou courant d'obscurité

La sensibilité d'une photocathode est liée aux caractéristiques de la substance photoémissive utilisée et de la longueur d'onde λ de la radiation lumineuse incidente. La courbe de variation de la sensibilité en fonction de λ est appelée "*courbe de réponse spectrale*".

Par la formule d'Einstein :

$$E = h\nu - W_a \tag{2.8}$$

où E est l'énergie cinétique de l'électron émis, ν la fréquence de la lumière incidente et W_a le travail d'arrachement[4], il est clair qu'une certaine fréquence minimale[5] est requise pour obtenir un effet photoélectrique. Au-dessus de ce seuil, la probabilité d'obtenir un électron est cependant loin de valoir 1. Cette probabilité est chiffrée par l'efficacité (ou rendement) quantique η de la photocathode, produit de 3 facteurs :

$$\eta(\lambda) = T(\lambda, e)\, A(\lambda, d)\, Q(\lambda, d) \tag{2.9}$$

où

- T, la transparence de la fenêtre, fonction de l'épaisseur e de celle-ci et de λ.
- A l'absorption de la cathode, avec d son épaisseur
- Q le rendement photoélectrique de la cathode

η est définie par le nombre d'électrons émis pour 100 photons incidents de longueur d'onde déterminée, reçus par la photocathode.

Une quantité équivalente est la sensibilité radiative de la cathode définie par :

$$E(\lambda) = \frac{I_k}{P(\lambda)} \qquad [\mathrm{A/W}] \tag{2.10}$$

où I_k est le courant d'émission photoélectrique venant de la cathode et $P(\lambda)$ est la puissance radiative incidente. La sensibilité est liée au rendement quantique par la relation :

$$E(\lambda) = \lambda\, \eta(\lambda) \frac{e}{hc} \tag{2.11}$$

La plupart des photocathodes employées aujourd'hui sont composées de matériaux semi-conducteurs formés à base d'antimoine ou d'éléments alcalins, choisis pour leur rendement quantique élevé de 10 à 30 % [6]

[4] ou travail d'extraction (*work function*) : énergie nécessaire pour extraire un électron d'un matériau

[5] ou longueur d'onde maximale

[6] à comparer au rendement quantique des métaux de l'ordre de 0.1 %

c. L'optique d'entrée

Après émission à la photocathode, les électrons doivent être collectés et focalisés sur le premier étage du multiplicateur. Cette tâche est réalisée par l'optique d'entrée. Dans la plupart des photomultiplicateurs, la collection et la focalisation sont réalisées à travers l'application d'un champ électrique dans une configuration privilégiée.

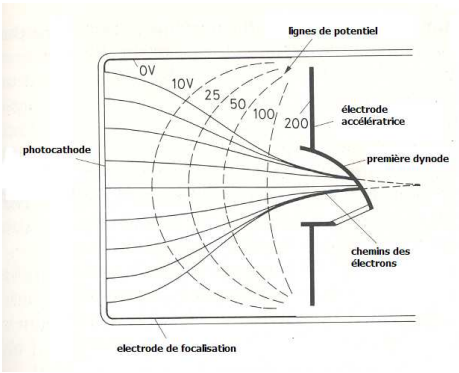


FIG. 2.9 – Optique d'entrée[RTC68]

La figure 2.9 schématise une optique d'entrée typique de photomultiplicateur. Ici, une électrode accélératrice placée au même potentiel que la première dynode du multiplicateur est utilisée conjointement avec une électrode de focalisation placée sur la face interne du verre. Quelques lignes de potentiel sont représentées, ainsi que certains chemins suivis par les électrons.

On demande à une optique d'entrée de répondre à deux exigences :

1. La collection doit être aussi efficace que possible. En d'autres termes, la proportion d'électrons émis atteignant le multiplicateur doit être aussi élevé que possible (proches de 100 %), indépendamment du point de départ de l'électron sur la cathode.

2. Le temps mis par un électron pour se rendre de la cathode à la première dynode doit être aussi indépendant que possible du point d'émission.

La seconde condition est particulièrement importante pour les photomultiplicateurs à réponse rapide.

d. Le multiplicateur

Le système de multiplication des électrons amplifie le faible photocourant primaire en utilisant une série d'électrodes d'émission secondaire ou dynodes, qui se structurent sous différentes géométries (FIG.2.10).

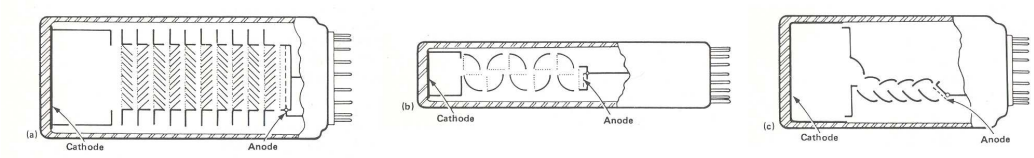


FIG. 2.10 – Géométries des multiplicateurs [LEO92]
a. Vénitien
b. Box and Grid
c. Linéaire

Le gain de chaque étage est connu comme le facteur d'émission secondaire δ_i. Il est défini comme le rapport du nombre moyen des électrons secondaires reçus sur une dynode de rang $(i+1)$ et du nombre d'électrons reçus sur la dynode de rang i. Le gain d'un étage i apparaît ainsi comme le produit du coefficient d'émission secondaire $\bar{d}_i$ de la dynode i par l'efficacité de collection η_i de cet étage :

$$\delta_i = \bar{d}_i \, \eta_i \tag{2.12}$$

Or, compte tenu du caractère statistique du phénomène d'émission secondaire et du nombre relativement faible d'électrons à l'entrée du multiplicateur, il est nécessaire d'obtenir, à chaque étage, une efficacité de collection aussi voisine des 100 % que possible et de prévoir des conditions de fonctionnement qui rendent le gain par étage maximal.

En outre, à chaque étage de multiplication, on retrouve un problème analogue à celui rencontré dans l'optique d'entrée : la recherche d'un meilleur isochronisme des trajectoires électroniques.

Une dynode doit donc satisfaire aux exigences suivantes :

1. facteur d'émission secondaire δ élevé.
2. stabilité de l'émission secondaire sous de hauts courants.
3. faible émission thermoionique, pour un bruit restreint.

Les photomultiplicateurs conventionnels sont constitués de 10 à 14 étages, avec un gain total supérieur à 10^6 - 10^8 .

En effet, le potentiel entre les dynodes croît plus ou moins uniformément avec une tension interdynode U_d de l'ordre de 100 à 200 V. En supposant que chaque dynode a le même facteur d'émission secondaire et que celle-ci est proportionnelle à U_d ($\delta = K.U_d$), le gain s'écrit :

$$G = \delta^n = (K.U_d)^n \tag{2.13}$$

Ceci conduit à une tension minimale U_{PM} à appliquer au PM en fonction du gain

$$U_{PM} = n\,U_d = \frac{n}{K}\sqrt[n]{G} \tag{2.14}$$

pour un certain nombre de dynodes tels que :

$$\frac{dU_{PM}}{dn} = \frac{1}{K}\sqrt[n]{G} - \frac{1}{Kn}\sqrt[n]{G} = 0 \tag{2.15}$$

qui se réduit à $n = \ln G = n \ln \delta$ et donc $\delta = e$ le facteur exponentiel.

Si on veut un gain $G = 10^6$, il nécessite 14 dynodes pour travailler à la tension minimale. Cependant, comme il faut aussi tenir compte des temps de transit d'une électrode à l'autre, on applique une tension légèrement supérieure à la tension minimale, de façon à travailler avec un nombre de dynodes plus petit : en pratique 10 à 11 pour un gain de 10^6 et 14 à 15 pour un gain de 10^8.

Il est à noter que les fluctuations statistiques sur l'amplitude de l'impulsion (cf § 2.3.4.b.) génèrent de grandes fluctuations sur la valeur du gain.

2.3.2 Réponse en temps

La réponse d'un photomultiplicateur à une impulsion de lumière générant une émission simultanée de un ou plusieurs photoélectrons donne une impulsion d'une certaine largeur. Cette forme s'explique par le fait que les photoélectrons crées par l'impulsion de lumière, ainsi que les électrons secondaires, suivent des parcours individuels jusqu'à la dernière dynode, présentant dès lors des temps de transit différents.

L'impulsion de sortie à l'anode est ainsi caractérisée par les paramètres suivants (cf.FIG.2.11) :

- temps de montée (t_r) : temps nécessaire à l'impulsion pour passer de 10% à 90% d'amplitude.
- largeur à mi-hauteur (t(FWHM))
- temps de transit (t_t) : temps entre l'impact des photons et le maximum de l'impulsion.

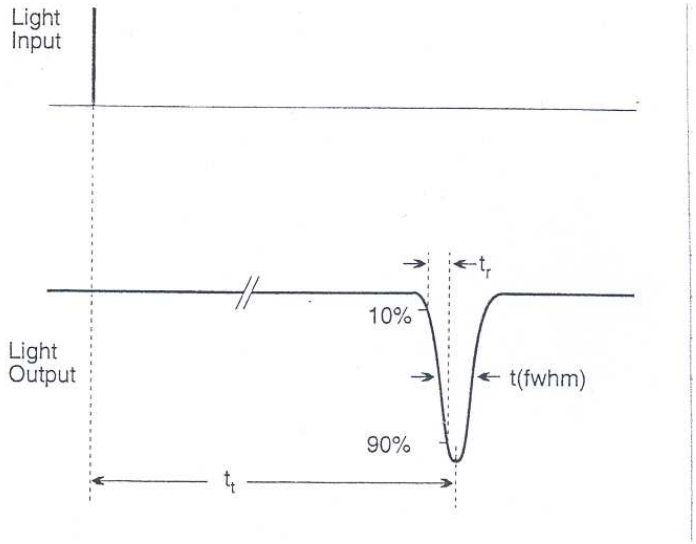


FIG. 2.11 – Temps de réponse caractéristique d'un PM [ETL96]

La variation dans les temps de transit d'une impulsion lumineuse à l'autre est également un paramètre critique pour la détection du temps d'apparition d'événements. La déviation standard σ déduite d'un grand échantillon d'événements fournit le " *Transit Time Spread*" (TTS).

2.3.3 Courant et comptage d'obscurité

Le courant d'obscurité (*dark current*) désigne le signal électrique obtenu sur l'anode du photomultiplicateur, en l'absence de tout éclairement de la photocathode. Le nombre d'impulsions correspondant à ce courant forme le comptage d'obscurité.

le courant d'obscurité est dû au départ intempestif d'électrons de n'importe quel niveau de photomultiplicateur. Ce phénomène est principalement généré par un effet de la température, entraînant une émission thermoélectronique de la cathode et des dynodes. D'autres phénomènes secondaires contribuent au courant d'obscurité. On peut citer :

- l'émission de champ[7] des arêtes vives ou des aspérités présentes sur les tranches des électrodes, les points de soudure, etc...
- le rayonnement cosmique

Il est à noter qu'un refroidissement du tube réduit effectivement, mais de manière variable, ce courant d'obscurité. Au contraire, ce phénomène prend d'autant plus d'importance que la haute tension appliquée au tube est élevée.

2.3.4 Spectre "Single photoelectron"

a. Note sur la statistique de Poisson

La statistique de Poisson décrit essentiellement des processus pour lesquels la probabilité de succès d'une épreuve est très petite ($p \ll$), mais où le nombre d'épreuves est assez important ($N \gg$) afin d'obtenir un taux d'événements non-négligeable.

La probabilité d'observer n événements se calcule selon la distribution de Poisson, donnée par l'expression :

$$P(n, \mu) = \frac{\mu^n \, e^{-\mu}}{n!} \tag{2.16}$$

où $\mu = Np$ est la moyenne attendue. Cette distribution est discrète et non symétrique. Le pic maximum ne correspond donc pas à la moyenne.

Il est également intéressant de remarquer qu'il n'est pas nécessaire de connaître N et p, puisque seule la moyenne μ apparaît dans (2.16). De plus, la variance est égale à la moyenne :

$$\sigma^2 = \mu$$

ou, en d'autres termes, la déviation standard s'exprime en racine de la moyenne : $\sigma = \sqrt{\mu}$. Enfin, il est intéressant de noter que lorsque la moyenne μ atteint

[7] par effet Schottky ou effet tunnel

des valeurs importantes (typiquement : $\mu \geq 20$), la distribution de Poisson tend vers une distribution gaussienne.

b. Distribution du nombre de photoélectrons émis à la photocathode

Si l'on peut considérer que :
- les photons sont émis de la source lumineuse selon une distribution de Poisson de moyenne N_p.
- le flux lumineux est atténué de manière aléatoire d'un facteur f jusqu'à la photocathode
- la conversion des photons en électrons est réalisée avec un rendement quantique η, également un événement aléatoire
- les photoélectrons ont une probabilité ρ d'atteindre le multiplicateur

Cette suite d'événements ne comportant chacun qu'une alternative, le nombre de photoélectrons qui atteignent la première dynode répondra également à une ditribution de Poisson, caractérisée par la valeur moyenne

$$\mu = N_p \, f \, \rho \, \eta \tag{2.17}$$

La probabilité d'avoir un nombre n d'électrons atteignant le multiplicateur pendant l'intervalle de temps Δt est ainsi donnée par la loi de Poisson :

$$P(n, \mu, \Delta t) = \frac{(\mu \Delta t)^n \, e^{-\mu \Delta t}}{n!} \tag{2.18}$$

c. Fluctuations statistiques en amplitude d'impulsion

Un photoélectron pénétrant dans le multiplicateur engendre à la sortie une charge :

$$Q_{\text{out}} = G \, e \tag{2.19}$$

Pour N photoélectrons, on a $Q_{\text{out}} = N \, G \, e$. où G est le gain du photomultiplicateur.

La variation dans la forme des signaux de sortie (cf. FIG.2.12) est liée aux fluctuations statistiques dans le nombre de photoélectrons émis à la photocathode auxquelles s'ajoutent celles dans le nombre d'événements secondaires émis par électron incident sur chaque dynode. Il est le plus souvent admis que ces fluctuations obéissent à la statistique de Poisson. Ainsi, on s'attend à des variations dans l'amplitude des impulsions suivant cette statistique.

D'autre part, la dispersion des temps de transit des électrons dans le multiplicateur va étaler la réponse dans le temps. Ceci influe sur la largeur de l'impulsion (et par conséquent) sur l'amplitude du signal (pour une charge

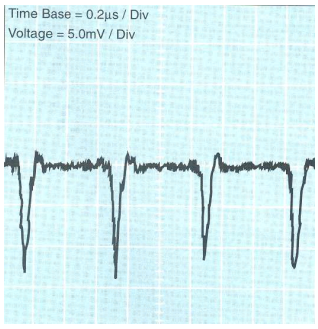


FIG. 2.12 – Signaux de sortie [ETL96]

donnée). Dans ce cas, seule l'amplitude intégrée de l'impulsion d'anode est proportionnelle à la charge qu'elle transporte, donc au gain du multiplicateur (cf. Eq.2.19).

Afin de déterminer le gain du photomultiplicateur, on l'éclaire très faiblement de façon à ce que les photoélectrons pénètrent "un à un" dans le multiplicateur (séparés par un temps supérieur au temps de résolution de l'électronique). On relève un spectre en charge, appelé spectre de photoélectron unique, qui représente ainsi une distribution de probabilité du nombre d'électrons recueillis à l'anode du PM lorsqu'un seul électron pénètre das le multiplicateur. La charge moyenne obtenue permet de déterminer le gain suivant la relation (2.19).

d. Spectre d'électron unique

Le principe d'enregistrement du spectre "single photoelectron" peut être décrit comme suit. Si la photocathode est illuminée par un flux lumineux monochromatique si faible qu'il y ait une très petite probabilité pour qu'un électron soit émis[8], la probabilité pour que le spectre soit essentiellement dû au single electron sera grande.

Pour obtenir le signal "1PE", nous considérons qu'il ne faut pas générer de signal "2PE", ou du moins limiter la probabilité de formation à 1%. En utilisant l'équation (2.16), cette condition s'écrit $P(2,\mu) = 0.01$, soit

$$\frac{\mu^2\, e^{-\mu}}{2} \leq 0.01 \qquad \longrightarrow \qquad \mu \leq 0.15 \tag{2.20}$$

Nous obtenons donc les probabilités suivantes, en fonction de la valeur de n

$$P(0, 0.15) \;=\; 0.859$$

[8]par l'utilisation d'un filtre neutre, par exemple

$$\begin{aligned} P(1, 0.15) &= 0.131 \\ P(2, 0.15) &= 0.01 \end{aligned}$$

La proportion du signal causé par des single electrons est donné par le rapport

$$\frac{P(1, 0.15)}{1 - P(0, 0.15)} = 0.93 \tag{2.21}$$

La figure 2.13 montre quelques distributions correspondant à la condition "photoélectron unique" ou "1PE" en abrégé.

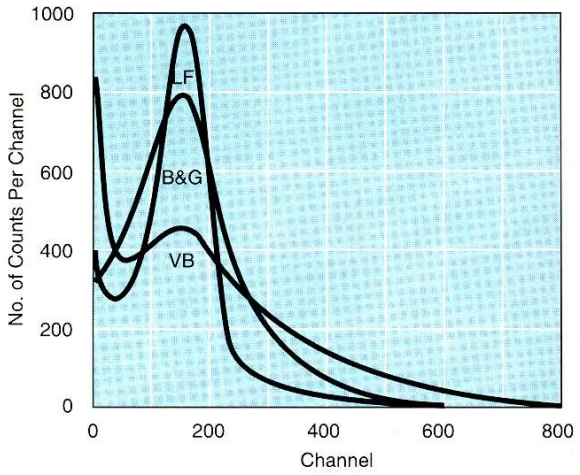
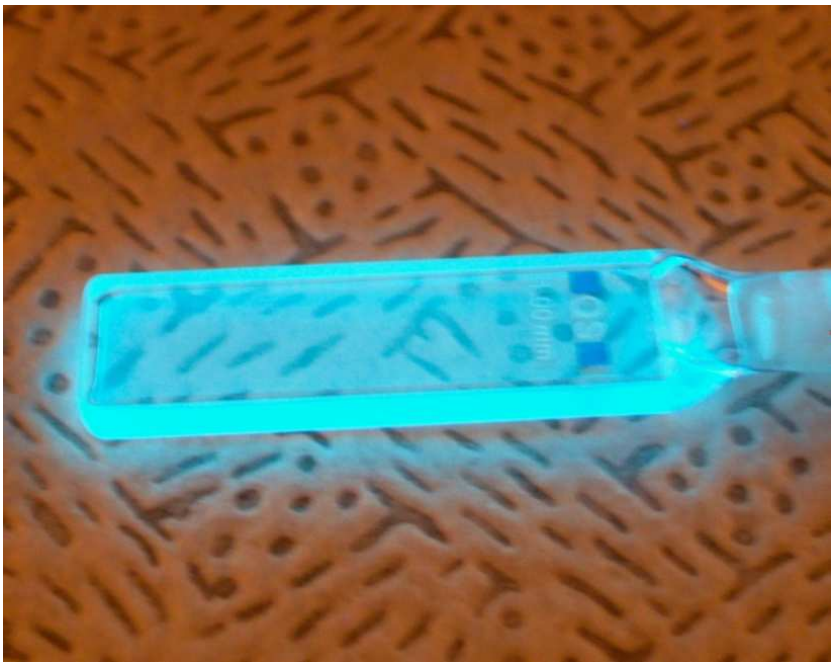


FIG. 2.13 – Spectre "single electron" pour différentes géométries de photomultiplicateur [ETL96]
LF : Linéaire - BG : Box and Grid - VB : Vénitien

Chapitre 3

Buts et objets des tests



3.1 Les modules optiques d'IceCube

Rappelons que, pour détecter le rayonnement Čerenkov émis dans la glace, les expériences AMANDA et IceCube utilisent des modules optiques dont l'élément de base est un photomultiplicateur. Dans le cadre de notre travail, nous avons disposé d'un module optique AMANDA dont la constitution et le fonctionnement sont très similaires à ceux d'IceCube. La différence se situe au niveau du type de PM choisi et de la lecture de ses signaux, analogique pour AMANDA et digitale pour IceCube.

3.1.1 Module optique analogique

Le module optique est composé d'un photomultiplicateur, entouré d'une coque de protection dépressurisée en verre "Benthos" de 12 pouces de diamètre intérieur. Un gel de silicone (ayant un indice de réfraction proche du verre afin d'éviter la perte de lumière par réflexion) assure le contact mécanique et optique entre l'intérieur de la sphère et la fenêtre d'entré en verre borosilicate du PM.

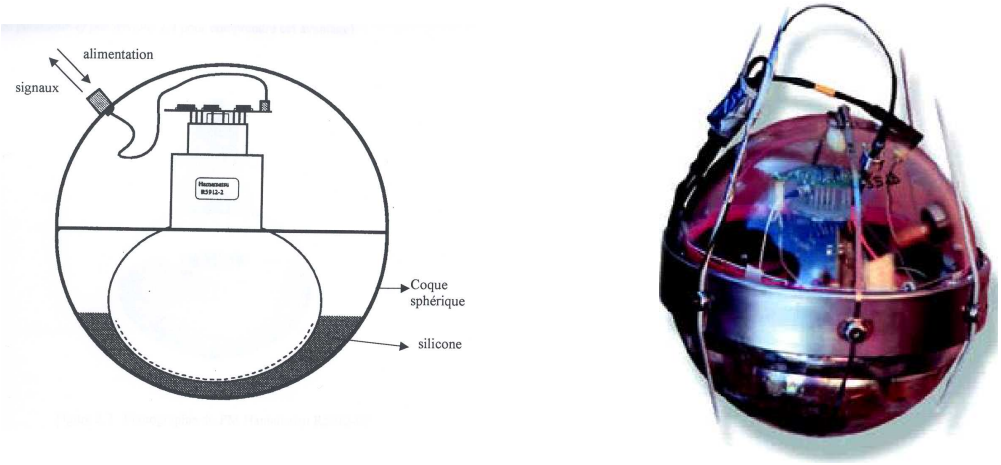


FIG. 3.1 – Schéma et photo de l'OM analogique

Le module optique comprend également une base qui distribue la tension adéquate à chaque dynode. Un ensemble de câbles fournit la haute-tension au PM et envoye le signal vers la surface via des connecteurs spéciaux étanches traversant la coque en verre.

Le tube photomultiplicateur utilisé est de type Hamamatsu R5912-02. Il s'agit d'un photomultiplicateur de 8 pouces de diamètre, à géométrie "*Box and line*" comportant 14 dynodes. La fenêtre d'entrée est en verre de borosilicate. La photocathode, de surface effective de 530 cm^2 est bialcaline[1]. La réponse spectrale du PM est comprise entre 300 et 650 nm, avec une efficacité quantique maximale de 23% à une longueur d'onde de 420 nm (FIG. 3.1.1 - a.). Le PM travaille à une tension typique de 1700 V (max. :2000 V) pour un gain élevé de 10^9 (FIG. 3.1.1 - b.).

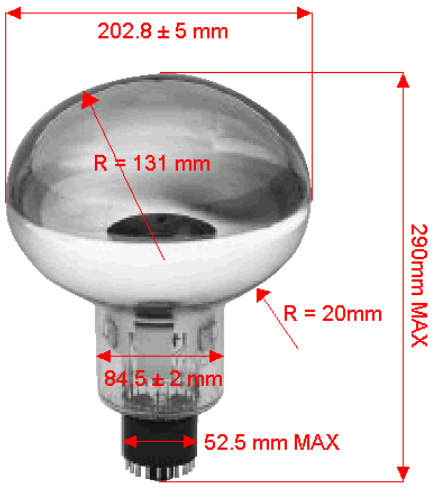


FIG. 3.2 – PM Hamamatsu R5912-02

Paramètre	Description/valeur
Longueur d'onde à la réponse maximum	420 nm
Structure des dynodes	Box and Line
Nombre d'étages	14
Base	20-pin base JEDEC B20-102
Gain	10^9
Temps de montée du signal d'anode	3.8 ns
Temps de transit des électrons	55 ns
FWHM Temps de transit	2.4 ns
Rapport Peak to Valley 1PE	2.5

TAB. 3.1 – Caractéristiques du PM Hamamatsu R5912-02 à 25°C

[1]Sb-Rb-Cs ; Sb-K-Cs

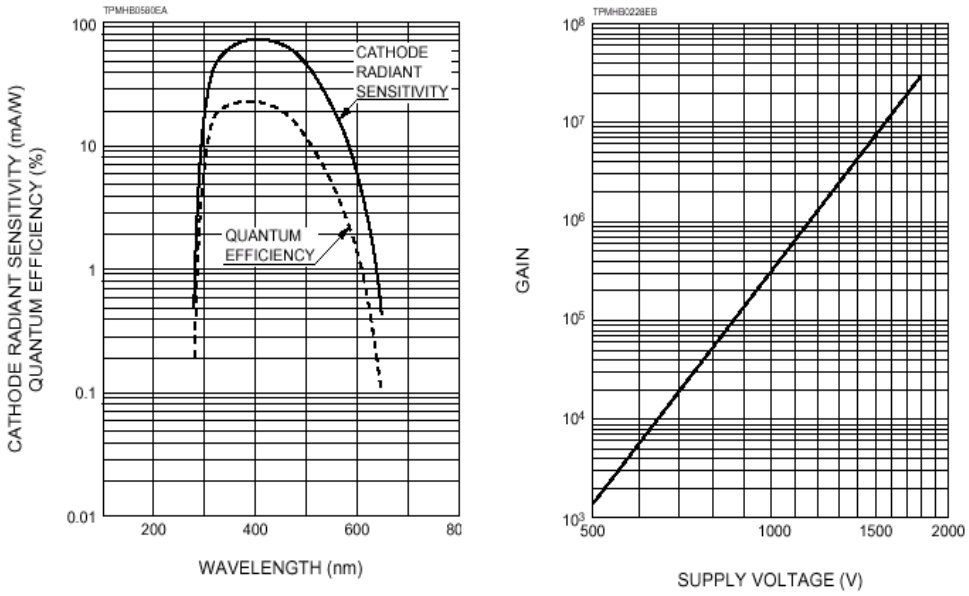


FIG. 3.3 – a. Réponse spectrale du PM

b. Gain caractéristique du PM en fonction de la HT

La coque en verre entourant le photomultiplicateur doit permettre au détecteur de résister aux pressions énormes présentes sous plusieurs centaines de mètres de glace ; le verre utilisé a ainsi 9 mm d'épaisseur. Un spectre de transmission typique est présenté à la figure 3.4

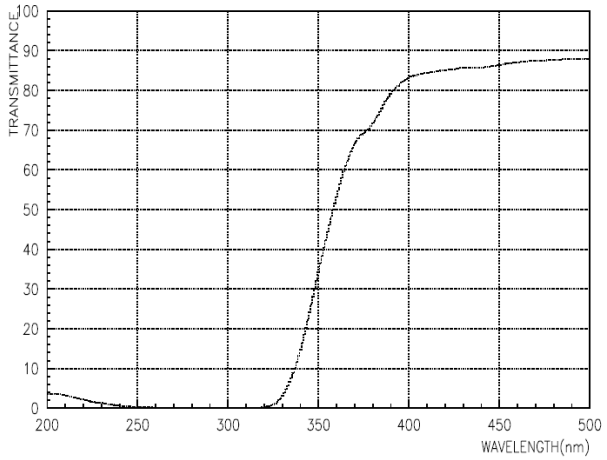


FIG. 3.4 – Tranmission de la coque en verre Benthos

3.1.2 Module optique digital (DOM) de IceCube

Le "Digital Optical Module" (DOM) de l'expérience IceCube est schématisé sur la figure 3.5. Il s'agit ici d'une sphère de protection en verre, similaire à celle d'AMANDA, contenant un photomultiplicateur de 10 pouces de diamètre, fixé par gel, un dispositif électronique de traitement du signal, un dispositif de calibration et la base du PM.

FIG. 3.5 – Schémas du Module Optique Digital de IceCube montrant la sphère en verre renfermant le PMT, les cartes électroniques et la protection en mu-métal.

Le PM choisi est de type Hamamatsu R7081, composé de 10 dynodes et présentant une excellente résolution en charge et en temps. Le gain prévu se situe aux alentours de 5.10^7. Le bruit pour chaque DOM est inférieur à 500 Hz, grâce à l'environnement pur et froid offert par la glace, ainsi que par l'utilisation de matériaux présentant une faible activité.[ICE04]

3.2 Augmentation du nombre de photons détectés par les OM

Afin d'expliciter au mieux le but de notre travail, rappelons ici deux courbes importantes et superposons-les ; d'une part, le spectre caractéristique en $1/\lambda^2$ de l'émission de lumière Čerenkov et, d'autre part, la transmitivité du verre des coques de protection des OM, ayant une coupure à 350 nm.

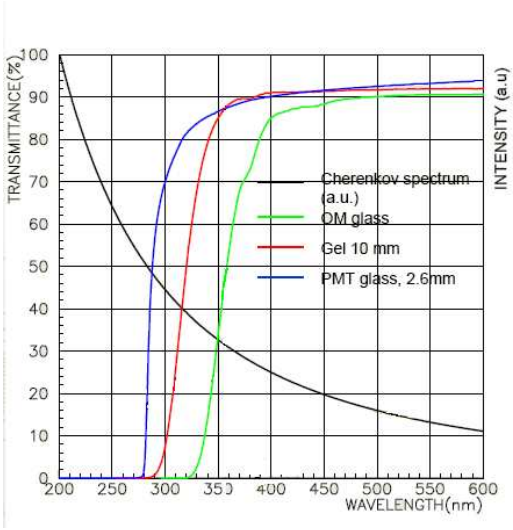


FIG. 3.6 – Spectre d'émission Čerenkov (en noir) et de transmission de l'ensemble du dispositif optique [RES03]

Comme nous l'avons déjà mentionné, s'il était possible de détecter les photons de longueur d'onde variant de 250 nm à 350 nm, cela doublerait le nombre de photons détectés par les PM (cf.§ 2.1). Ceci permettrait d'augmenter la collection de lumière et donc, plus généralement, d'améliorer les performances du télescope IceCube.

L'idée de base est donc d'appliquer, sur la face avant des OM, un film transparent contenant une substance fluorescente dite " décaleur de longueur d'onde", " *Wave Lenght Shifter*" en anglais, ou WLS en abrégé. Cette substance diluée dans un support mécanique : vernis ou un plastique souple par exemple, absorberait les photons dans la gamme 250-350 nm (proche UV) pour les ré-émettre dans le visible, vers les 400 nm afin de correspondre au maximum de l'efficacité quantique des PM d'IceCube (cf.FIG3.7).

Il est à noter que la glace est transparente aux photons du proche UV et que par conséquent les photons Čerenkov correspondants sont susceptibles d'atteindre les OM. La figure 3.8 représente l'absorption de la glace en fonc-

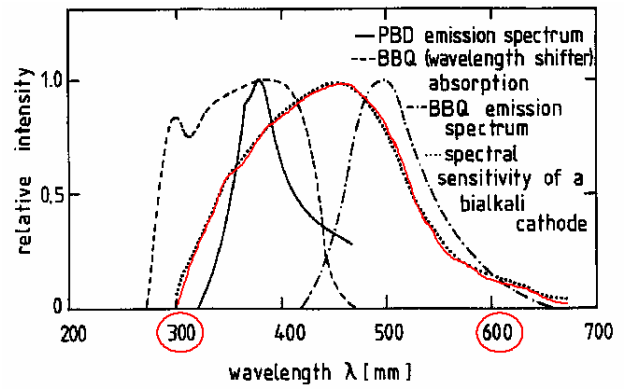


FIG. 3.7 – Courbe d'absorption et d'émission d'un WLS dit "BBQ" ainsi que la courbe de réponse d'une photocathode de type bialcaline comme utilisé dans les PM d'IceCube.[GRU96]

tion de la profondeur pour des longueurs d'onde allant de 300 à 600 nm. Ainsi, la longueur d'absorption à 370 nm, à une profondeur de 1700m, est de plus de 100 m [HAL98]. Pour les longueurs d'onde entre 200 nm et 300 nm [2], la longueur d'absorption attendue est d'au moins 30 m.[UVE00]

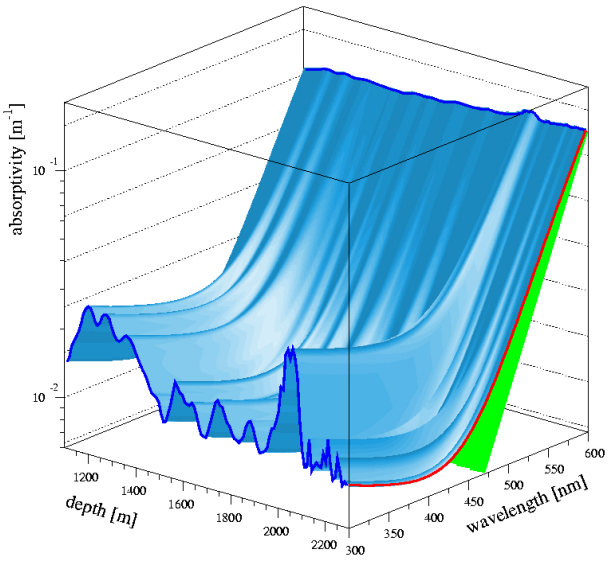


FIG. 3.8 – Représentation en 3D de l'inverse de la longueur d'absorption de la glace polaire en fonction de la profondeur et de la longueur d'onde. [IC3-@]

[2] non-représentée sur la figure

3.3 Propriétés de substances fluorescentes WLS

Une substance WLS, constituée de molécules organiques complexes, présente la propriété d'absorber les photons d'une certaine longueur d'onde et de ré-émettre à une longueur d'onde plus grande. Cette luminescence est une propriété caractéristique des molécules. L'évolution temporelle du processus d'émission de lumière se décrit comme une désintégration exponentielle :

$$N(t) = N_0\, e^{-t/\tau_0}$$

avec N_0 le nombre total de photons, τ_0 la constante de temps de fluorescence.

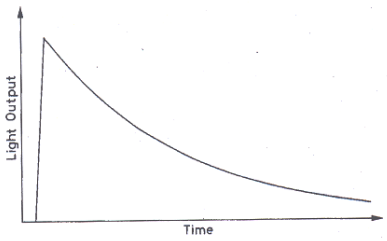


FIG. 3.9 – Décroissance exponentielle de la radiation fluorescente. Le temps de montée est généralement plus rapide que le temps de désintégration

Il est à noter que le processus d'émission est isotrope. D'autre part, il faut préciser que le WLS se présente sous forme de poudre à dissoudre dans un solvant adapté (cyclohexane, acétone, benzène, dichlorométhane,...) avant de l'incorporer dans un vernis ou lors l'extrusion d'un plastique.

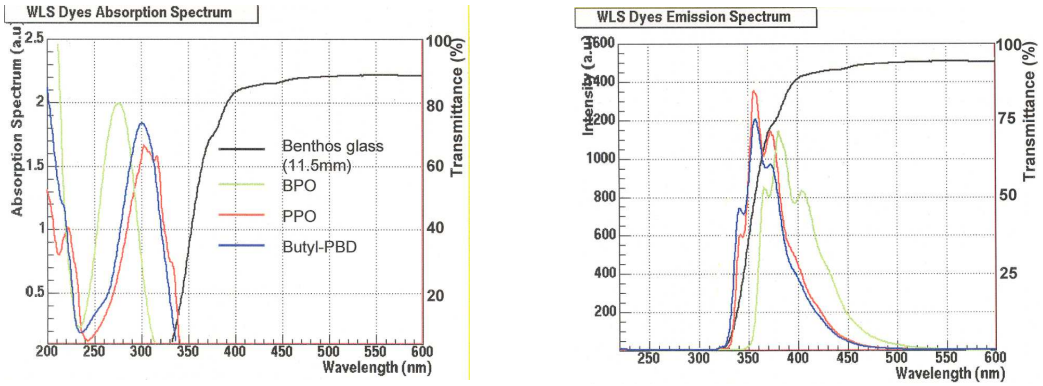
Intervient ici la caractéristique "quantum yield" Q, ou rendement quantique de ré-émission qui peut se définir comme le rapport du nombre de photons émis sur le nombre de photons absorbés. En effet, Q n'est pas une propriété intrinsèque du WLS mais dépend du type de solvant utilisé et de la concentration en WLS [3].

Dans le cadre de l'expérience IceCube, les propriétés requises sont :

- une constante de temps extrêmement courte (de l'ordre de la nanoseconde).
- un spectre d'absorption centré vers 300 nm et celui d'émission vers 400 nm.
- une transparence au visible.
- un rendement quantique de fluorescence élevé (≈ 1).

[3] l'énergie des photons absorbés peut être dissipée par d'autres processus que l'émission de lumière visible (rotations, vibrations, ...)

La figure 3.10 montre les spectres d'absorption et d'émission de diverses substances WLS adaptées à IceCube, comparées à la courbe de transmission du verre Benthos.



a. Absorption b. Emission

FIG. 3.10 – Spectres d'absorption et d'émission pour diverses substances WLS, ainsi que le spectre de transmission du verre Benthos [RES03]

3.4 Etudes préalables

Des études réalisées dans le cadre d'expériences exploitant l'effet Čerenkov ont démontré une augmentation de la collection de lumière par des systèmes photomultiplicateurs via l'emploi de WLS[4] [BAI75], [BEC95], [PAN03].

Dans le cadre de l'expérience AMANDA - IceCube, des études préalables [UVE00],[KUZ–] ont testé différents types de WLS présentant les propriétés théoriques requises[5], dont les composés :

- TMI ($C_{34}H_{30}$)
- PPO ($C_{15}H_{11}NO$)
- Butyl-PBD ($C_{24}H_{22}N_2O$)
- POPOP ($C_{24}H_{16}N_2O_2$)

Les résultats obtenus ont permis de fixer ceux présentant effectivement les propriétés attendues :

- un gain en lumière positif (suivant le mélange préparé, càd le type de solvant et la concentration en WLS, il a été observé que celui-ci peut

[4] généralement, le WLS est déposé directement sur la fenêtre d'entrée du PM

[5] $\tau_0 \sim$ quelques ns ; $Q \sim 1$

absorber plus de lumière qu'il n'en ré-émet)
- une constante de temps très courte (la constante de temps de fluorescence naturelle τ_0 est affectée par le rendement quantique $Q : \tau = Q\,\tau_0$)

Le PPO et le Butyl-PBD ont ainsi été retenus : gain d'environ 40 % et τ de moins de 3ns.

Il restait néanmoins un critère à satisfaire pour une utilisation dans la glace polaire : celui de l'adhérence mécanique. En effet, lors du déploiement des OM, la coque en verre est en contact avec l'eau chaude (40°C) du forage : après recongélation, la coque sera en contact avec la glace pure à une température d'environ −40°C.

Les investigations portaient sur des mélanges vernis + solvant + WLS peints en fine couche sur le verre Benthos ; et les tests d'adhérence consistaient à mettre en contact la coque peinte avec de l'eau distillée simulant l'agressivité de la glace. Après quelques jours de contact, le venis se détachait et/ou présentait une certaine opacité. Ce résultat constitue donc un obstacle majeur.

Les tests d'adhérence ont été repris par le laboratoire de Mons. Des investigations complémentaires ont été effectuées, confirmant le décollement du vernis ou l'apparition d'opacité après quelques jours de contact avec de l'eau distillée [PNP350]. Des collaborateurs[6] ont alors développé une nouvelle technique d'incorporation du WLS dans une fine feuille de polymère THV^{TM} [RES03] :
- transparent
- résistant à l'eau et chimiquement inerte
- flexible à basse température

Les améliorations théoriquement attendues dans la collection de lumière par l'emploi de ce polymère dopé au PPO, prévoient la détection de 70% de photons supplémentaires. Des échantillons ont été testés au laboratoire en 2004 et n'ont conduit qu'a l'observation de quelques pourcents d'augmentation (cf.§ 4.4).

Afin de comprendre l'effet du WLS lui-même, des tests ont également été réalisés dans le même dispositif en plaçant des solutions WLS + solvant sous forme liquide dans une cellule en quartz d'un millimètre d'épaisseur, et des résultats peu concluants ont également été obtenus [UMH03].

[6] groupe DESY-Zeuthen, en collaboration avec l'industrie

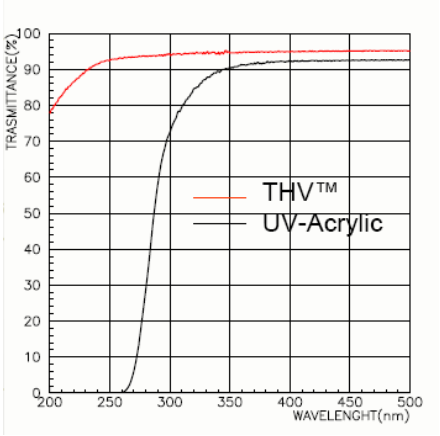


FIG. 3.11 – Transparence du THV^{TM}[RES03]

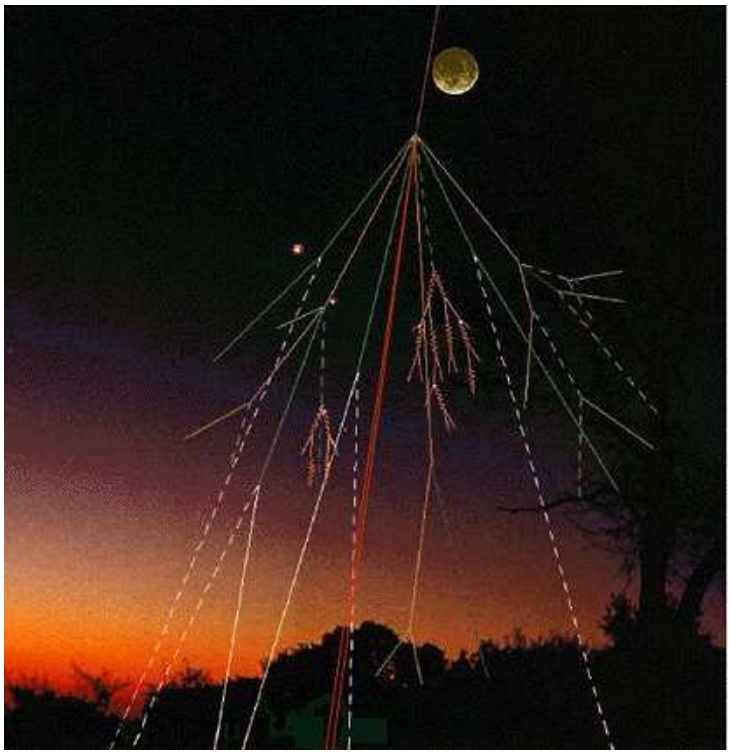
3.5 But du mémoire

Le but du travail est d'expliquer pourquoi l'augmentation du rendement lumineux observé expérimentalement n'est que de quelques pourcents alors que les prédictions, tenant en compte les différents passages des photons à travers les verres, gels, photocathode du PM, sont de l'ordre de 70% d'augmentation [RES03].

Nous nous sommes dès lors attachés à bien comprendre le fonctionnement d'un PM, la forme du signal généré, le dispositif expérimental utilisé, ainsi que la procédure de test et d'analyse des résultats.

Chapitre 4

Etude de l'effet d'un WLS sur la détection de lumière Čerenkov par un module optique



Dans ce chapitre, nous décrivons le dispositif expérimental, la procédure de mesures et nous présentons les principaux résultats concernant la réponse "1PE" d'un module optique et son efficacité de détection en présence d'un échantillon WLS (polymère THV dopé au PPO).

Nous suggérons ensuite quelques explications quant à la différence entre les résultats obtenus et l'effet prédit (cf.§ 3.5).

Nous résumons enfin les tests effectués afin de vérifier une des hypothèses avancées. Celle-ci concerne un élément essentiel du dispositif, soit une cuve à eau distillée traversée par des particules chargées y produisant de l'effet Čerenkov : la transparence de l'eau distillée au visible et à l'UV et son interaction avec différents matériaux.

4.1 Source de rayonnement Čerenkov

4.1.1 Le rayonnement cosmique à la surface de la terre

En plus de son interêt en astrophysique et en cosmologie, le rayonnement cosmique trouve une utilisation importante comme source de particules ionisantes pour la mise au point et la calibration des détecteurs.

Le rayonnement cosmique primaire[1] est essentiellement constitué de 86 % de protons, 12 % de particules α et 1% d'ions lourds. On y trouve en plus environ 1% d'électrons, 0.1% de γ et des traces d'antiprotons et de positrons.

Le rayonnement secondaire observé à la surface de la terre est généré par l'interaction des particules primaires avec le milieu atmosphérique.

Environ 75% des particules du rayonnement cosmique détecté à la surface de la terre (niveau de la mer) sont des muons avec une énergie moyenne de 2 GeV. Le flux total de particules cosmiques a une valeur typique de 180 particules par seconde et par m^2 de surface horizontale traversée, dont 130 muons. [PDG04]

La distribution angulaire de l'intensité de ce flux est de la forme

$$I(\theta) = I_0 \, cos^2\theta \tag{4.1}$$

où I_0 est l'intensité verticale et θ l'angle azimuthal. Le rayonnement est donc fortement concentré autour de la direction verticale.

4.1.2 Hodoscope à muons cosmiques

L'hodoscope à muons cosmiques [PNP366] est composé de deux scintillateurs plastiques en polystyrène de dimensions identiques (58.8 cm × 44.5

[1] rayonnement à la source

cm × 1 cm), superposés mais placés à angle droit l'un de l'autre. Entre ces deux scintillateurs, une plaque de plomb spécial non-radioactif de 10cm d'épaisseur permet de sélectionner les rayons cosmiques "durs", en d'autres termes les muons au minimum d'ionisation. (cf.FIG.4.1)

Vu la surface des scintillateurs utilisés, ($\approx 60 \times 45 \text{cm}^2$), nous devons nous attendre au passage de 50 particules cosmiques par seconde, dont 35 muons au minimum d'ionisation.

Les scintillateurs sont couplés à des tubes photomultiplicateurs standards de type 56DVP [2]. Ces tubes possèdent un temps de réponse très court[3] et peuvent donc être utilisés dans des mesures précises de temps, comme dans notre application (mesures de coïncidences).

Le choix de la position des scintillateurs est, d'une part, restreint par les dimensions du local, et d'autre part, par la position des couches de béton du bâtiment générant des gerbes de particules. Ainsi, l'espacement en hauteur des scintillateurs 1 et 2 est de 283.5 cm, soit presque la hauteur totale de la pièce (FIG-4.2).

4.1.3 Cuve à eau distillée et module optique

Entre les deux scintillateurs, au dessus de la plaque de plomb se trouve une cuve en PVC gris foncé de dimensions 60 cm × 60 cm × 60 cm, remplie d'eau distillée, où les muons au minimum d'ionisation produisent de l'effet Čerenkov. Ce rayonnement Čerenkov est alors détecté par un module optique placé latéralement. (cf.FIG.4.1)

Le but étant de ne sélectionner que les muons cosmiques traversant l'eau de la cuve, nous avons placé les scintillateurs de manière à éviter les muons trop obliques, traversant les deux scintillateurs et la coque en verre ou le gel en silicone face au PM du module optique. Nous ne pouvons toutefois pas éviter les déclenchements sur des gerbes dont une particule est passée par les deux scintillateurs et une autre dans la partie en verre ou silicone face au PM (FIG-4.3).

Un orifice taillé en biseau, d'une surface d'environ 1 cm^2 pratiqué dans la plaque entre la cuve et l'OM limite le nombre de photons atteignant l'OM. Ceci permet de relever le spectre en impulsion correspondant au fonctionnement du PM en mode "1 photo-électron" (cf.2.3.4), afin de se rapprocher des conditions de fonctionnement de l'OM dans la glace du Pôle Sud.

[2]Ils possèdent une fenêtre d'entrée plan-concave bialcaline de 44 mm de diamètre, avec une cathode de grande sensibilité. Ils sont également caractérisés par une très bonne efficacité de collection et un faible bruit de fond.Ils ont finalement un gain typique de 3 10^7 sous une alimentation de 1900 V

[3]temps de montée des impulsions d'anode d'environ 2 ns

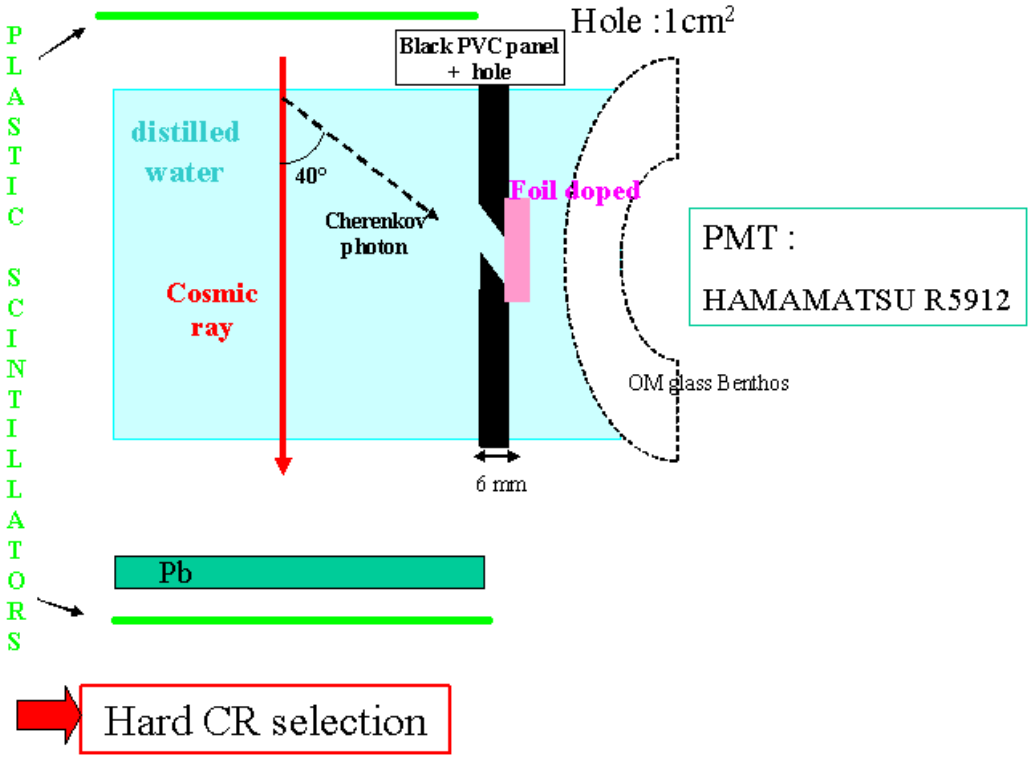


FIG. 4.1 – Schéma de l'arrangement expérimental

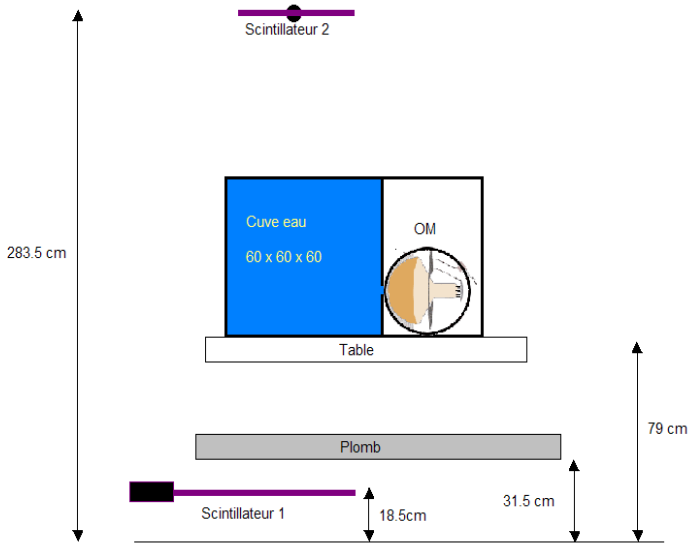


FIG. 4.2 – Géométrie de l'hodoscope à muons cosmiques et de la cuve à eau

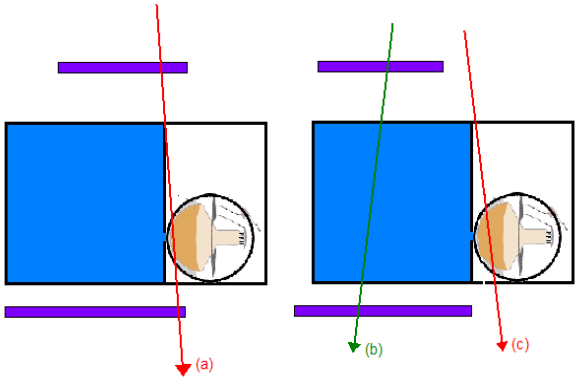


FIG. 4.3 – Configurations possibles
(a) Scintillateur couvrant une partie de l'OM : muon traversant la coque en verre ou le gel ⇒ signal de grande amplitude non désiré
(b)-(c) Scintillateurs mieux positionnés. Cependant, lors du passage d'une gerbe, une particule (b) de la gerbe passe par les scintillateurs et une autre particule (c) passe par l'OM.

Module optique étudié

Comme mentionné précédemment (cf.§ 3.1.) nous avons effectué nos tests au moyen d'un module optique AMANDA enfermant un PM Hamamatsu R5912-02 dont la tension de fonctionnement recommandée par le constructeur est de +1800 V. Le comptage d'obscurité mesuré par le constructeur est alors de 5.3 kHz.

4.2 Système d'acquisition des données

4.2.1 Sélection des muons cosmiques au minimum d'ionisation

La première étape de la logique d'acquisition consiste en la détection du passage d'un muon cosmique au minimum d'ionisation ayant traversé l'hodoscope. Celle-ci s'effectue de la manière suivante.

Le passage d'un muon à travers les scintillateurs provoquent un rayonnement détecté par les photomultiplicateurs associés. Les signaux analogiques correspondants passent par un duplicateur "Linear Fan", avant d'être envoyés vers un discriminateur. Si la hauteur du signal dépasse le seuil fixé, ici de -50 mV , l'impulsion logique NIM correspondante est envoyée vers un duplicateur logique. Les signaux de chaque scintillateur sont comptés, et d'autre part, mis en coïncidence après ajustement des délais. Un troisième comptage est effectué pour les signaux de coïncidence signalant le passage du muon ayant traversé la cuve : N_{12}.

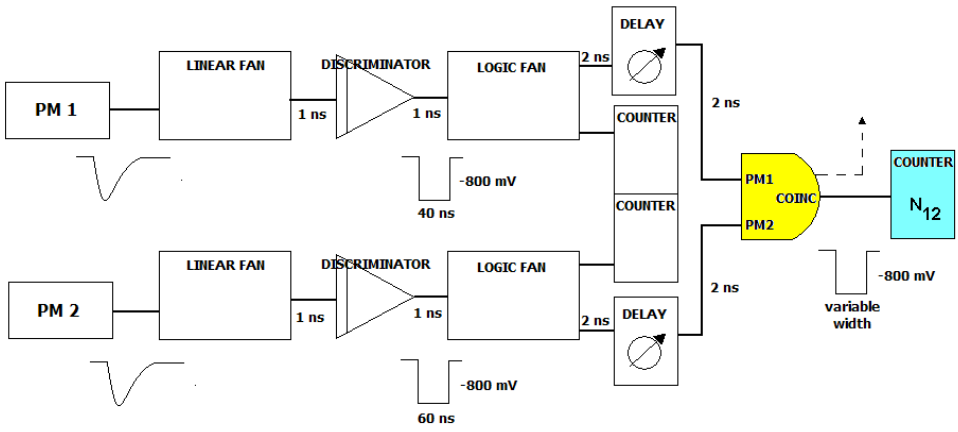


FIG. 4.4 – Logique d'acquisition pour la sélection des μ cosmiques au minimum d'ionisation ayant traversés la cuve à eau distillée

4.2.2 Traitement du signal du module optique

Le muon cosmique sélectionné ayant traversé l'eau de la cuve y a produit de la lumière Čerenkov. La détection de ce rayonnement par l'OM conduit à un signal très complexe et de grande amplitude (due au gain élevé de ce PM à 14 étages, quelques volts suivant la HT appliquée). Ce signal analogique est tout d'abord atténué. Il est ensuite envoyé vers un duplicateur linéaire, permettant l'envoi du signal d'une part vers l'ADC, d'autre part vers une unité de coïncidence, après avoir été ajusté en temps par des unités de temporisation et en largeur (20 ns) par un dicriminateur.

D'autre part, les signaux logiques de coïncidence (PM1+PM2) sont retardés et mis en forme avant d'être mis en coïncidence avec le signal provenant de l'OM. Les signaux logiques résultants sont comptés : N_{120M}. Ce comptage représente le nombre de muons cosmiques sélectionnés dont la lumière Čerenkov a été détectée par l'OM.

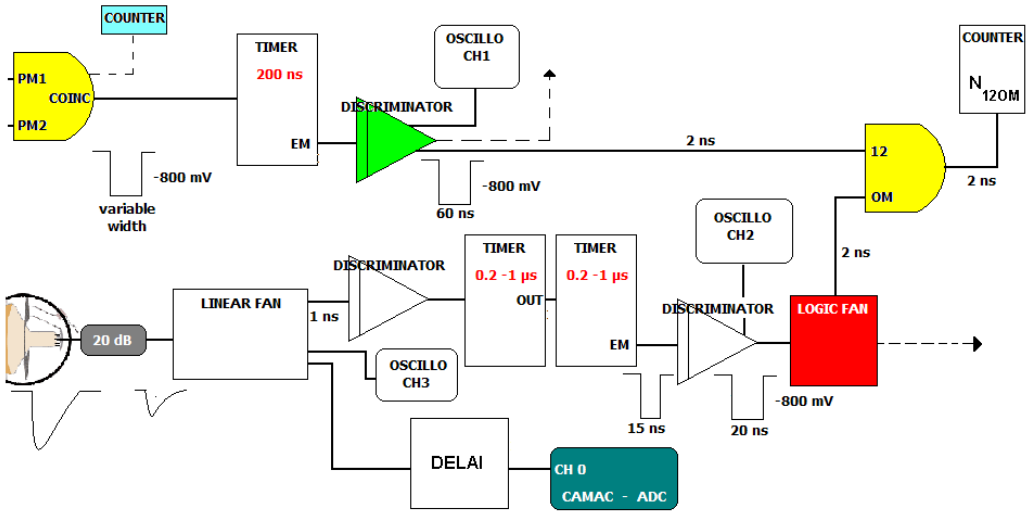


FIG. 4.5 – Logique d'acquisition pour la lecture et le comptage des signaux de l'OM

Le rapport

$$R = \frac{N_{12OM}}{N_{12}} \tag{4.2}$$

donne l'efficacité de détection de l'OM.

4.2.3 Signal de déclenchement de l'ADC - CAMAC

Pour déclencher la lecture du signal analogique provenant de l'OM par le module ADC - CAMAC, il faut lui envoyer un signal "GATE" réalisé par une seconde unité de coïncidence entre les signaux OM et hodoscope(12), qui possède une entrée VETO. Le signal de coïncidence 120M démarre un Timer dont la sortie End Marker (EM) démarre un deuxième Timer dont on utilise la sortie OUT pour fixer la largeur du signal GATE à 200 ns.

Pendant le temps nécessaire à la lecture et au traitement du signal OM par le système CAMAC, il faut bloquer l'acquisition NIM. On utilise pour cela une unité Timer déclenchée par le signal de coïncidence 12OM et qui envoie alors un signal OUT à l'entrée VETO de l'unité de coïncidence. Lorsque la lecture et le traitement du signal OM sont terminés, le programme d'acquisition envoie par l'Output Register (OR) CAMAC, un signal à l'entrée RESET du Timer, qui lève le VETO à l'unité de coïncidence et permet ainsi une nouvelle acquisition.

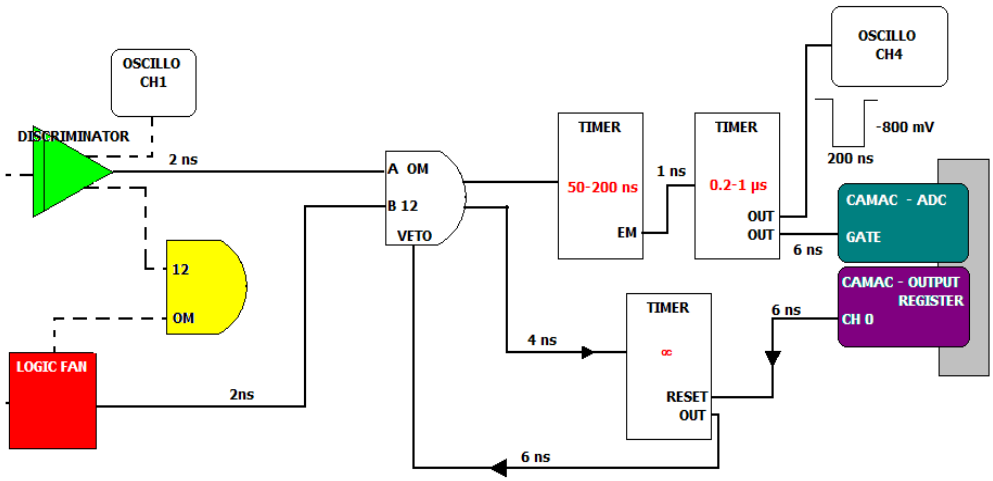


FIG. 4.6 – Acquisition CAMAC : lecture et traitement du signal OM à l'ADC-CAMAC

4.3 Principe de mesure de l'effet d'un WLS

L'analyse de l'efficacité du WLS se déroule essentiellement en trois étapes.

4.3.1 Spectre de bruit de fond

Une première mesure consiste à relever le spectre de bruit de fond. Pour ce faire, nous plaçons une plaque pleine entre la cuve à eau distillée et l'OM, de manière à ce que le photomultiplicateur ne puisse détecter aucun rayonnement Čerenkov correspondant à un muon ayant traversé la cuve.

4.3.2 Spectre de charge des signaux OM

Pour la seconde mesure, nous remplaçons la plaque pleine par une plaque similaire dotée d'un orifice circulaire de 1cm de diamètre et nous relevons le spectre de charge des signaux OM correspondants (spectre 1PE).

4.3.3 Spectre de charge avec WLS

La troisième mesure est un relevé de spectre en plaçant un échantillon WLS entre l'orifice et l'OM, comme schématisé à la figure 4.1.

4.3.4 Normalisation des spectres par muon cosmique sélectionné

Pour chacun des trois spectres, le contenu de chaque canal est divisé par la somme des événements enregistrés et multiplié par l'efficacité de détection R de l'OM (cf. Eq.4.2) :

$$\text{ch'}_i = \frac{\text{ch}_i}{\sum \text{ch}_i} R \tag{4.3}$$

Il est alors possible de soustraire le bruit de fond des deux spectres de charge relevés pour l'OM : ch'$_i$ - ch'$_{i\,BF}$.

4.3.5 Comparaison des spectres 1PE sans et avec WLS

Des gaussiennes sont ajustées au pic 1PE obtenu dans les deux cas. Les surfaces sous-tendues, soit la proportion des événements enregistrés au 1PE, sont comparées afin de déterminer l'effet du WLS suivant la relation :

$$\text{Effet WLS} = \frac{|\sum 1\text{PE}_{WLS} - \sum 1\text{PE}|}{\sum 1\text{PE}} \tag{4.4}$$

Il faut rappeler que l'intégrale du spectre 1PE est directement proportionnelle au **nombre** de photoélectrons détectés.

Les profils de réponse du PM correspondant à un accroissement de l'efficacité de détection du PM de 40 % ont été calculés théoriquement [PNP351] et sont donnés à la figure 4.7. Ces profils 1PE correspondent à une moyenne pour la distribution de Poisson $\mu = 0.16$ (cf.§.2.3.4) et $\mu = 1.4 \times 0.16 = 0.224$ respectivement.

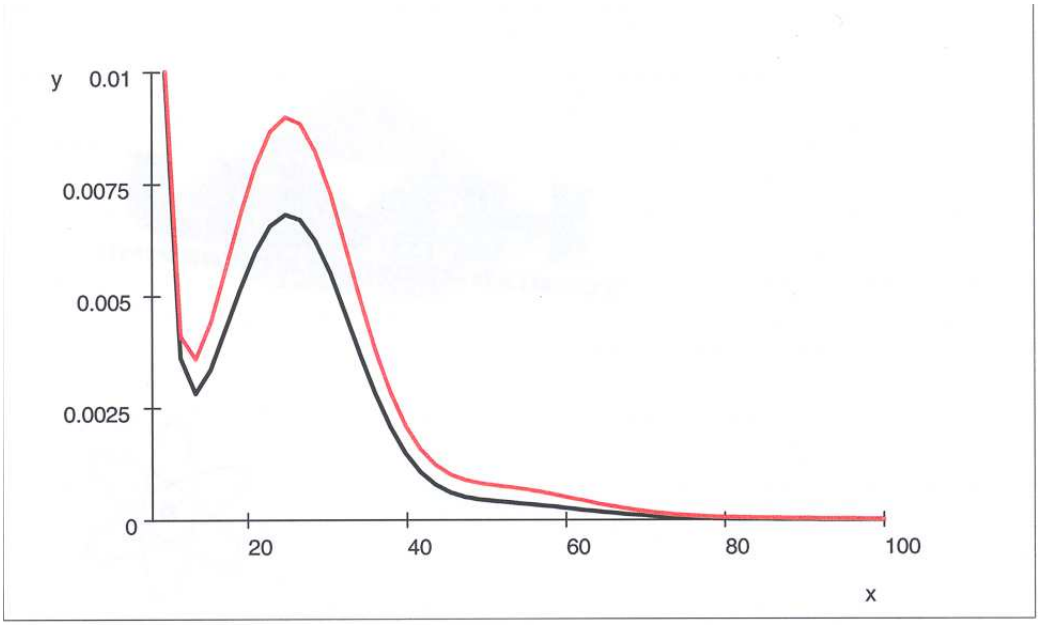


FIG. 4.7 – Profil de distribution attendue d'après la statistique de Poisson pour μ=0.16 (noir) et pour μ=0.224 (rouge). Cette dernière valeur correspond à une augmentation de l'efficacité de détection de 40%.

4.4 Mesure de l'effet du polymère THV dopé au PPO

4.4.1 Spectre de bruit de fond

La mesure du bruit de fond a été effectuée sur une semaine. Le rapport des comptages relevé est $R = 23665/653748 = 3,62 \pm 0.02\%$

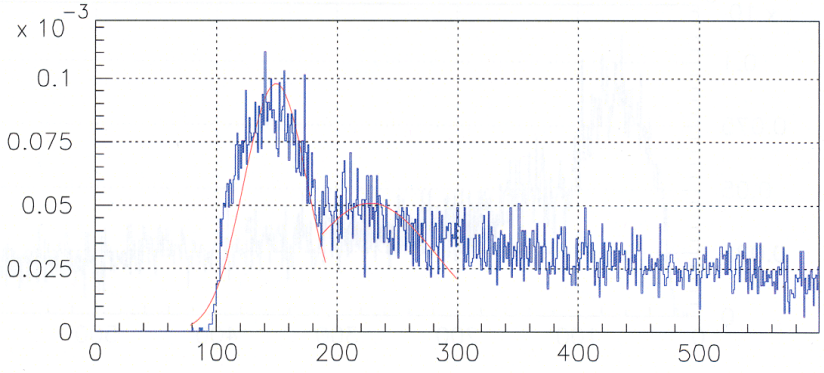


FIG. 4.8 – Spectre de bruit de fond normalisé par RC sélectionné
Pics 1PE et 2PE

Nous observons une structure en pics 1PE et 2PE auxquels nous ajustons des gaussiennes dont les valeurs moyennes sont situées respectivement au canal 149 et au canal 220. Nous pouvons alors déterminer le canal correspondant à l'offset par la relation :

$$2\,(\mu_{1PE} - \text{offset}) = \mu_{2PE} - \text{offset}$$

soit le canal 78.

Une analyse tenant compte de l'offset permet de tirer les paramètres relatifs aux courbes 1PE et 2PE donnés au tableau 4.1 :

$$G(x, C, \mu, \sigma) = C\, e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2}$$

Paramètres	1PE	2PE	Rapport
C	0.97 10^-4	0.49 10^-4	1.99
μ	71	142	0.5
σ	25.8	37.3	0.68

TAB. 4.1 – Bruit de fond - Paramètres des pics 1PE et 2PE

Remarquons que le rapport des déviations standard est dans le rapport attendu de $\frac{1}{\sqrt{2}} \approx 0.707$ et que le rapport des aires 2PE/1PE correspond à un nombre moyen de PE attendu égal à 0.5.

4.4.2 Spectre de charge sans WLS

La mesure a été effectuée sur 4 jours. Le rapport des comptages relevé est

$$R = 23142/277987 = 8.32\% \pm 0.05$$

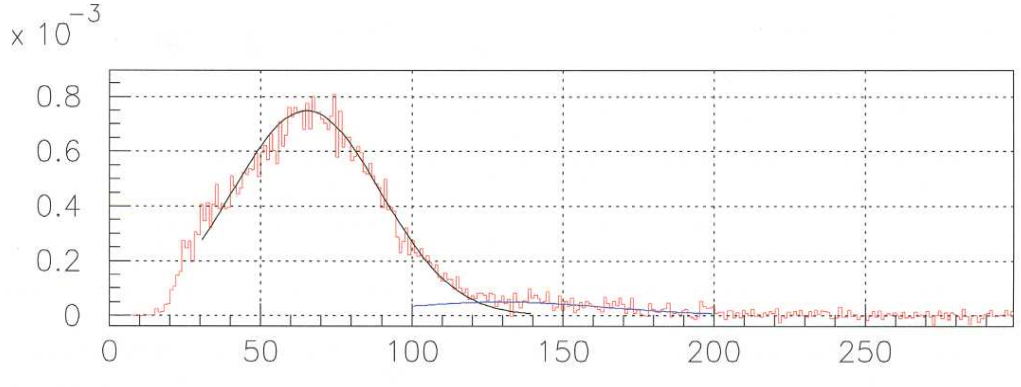


FIG. 4.9 – Spectre de charge normalisé par RC
Bruit de fond déduit et OFFSET pris en compte
Pics 1PE et 2PE

Nous constatons un pic prédominant correspondant au 1PE, comme attendu. L'ajustement des deux pics à deux gaussiennes conduit aux valeurs suivantes :

Paramètres	1PE	2PE	Rapport
C	0.75 10^-3	0.05 10^-3	15
μ	65	130	0.5
σ	24.4	34.0	0.72

TAB. 4.2 – Signal sans WLS (BF déduit et OFFSET pris en compte)
Paramètres des pics 1PE et 2PE

Le rapport des aires 2PE/1PE correspond à un nombre moyen de PE attendu égal à 0.07.

4.4.3 Spectre de charge avec WLS (THV dopé au PPO)

L'échantillon étudié de THV dopé au PPO se présente sous la forme d'une fine feuille de 0.5 - 1 mm d'épaisseur. Il est placé derrière l'orifice (puisque l'émission de fluorescence est isotrope) et un spectre en charge est relevé. Trois tests ont été effectués dans des conditions d'atténuation et d'acquisition des signaux différents. Un exemple typique est donné à la figure 4.10

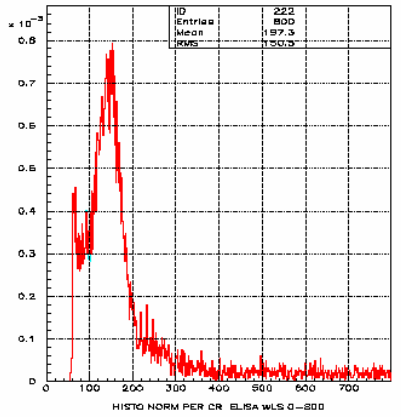


FIG. 4.10 – Exemple typique de signal obtenu avec un échantillon WLS

Quand les spectres (avec et sans WLS) sont supperposés, il est difficile de déceler une différence (FIG.4.11).

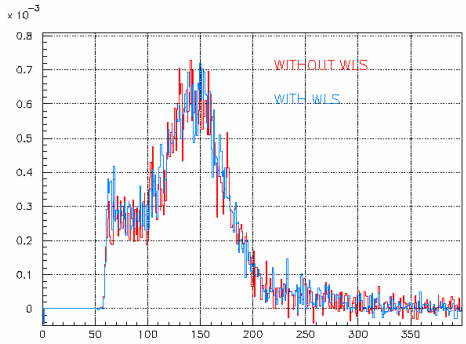


FIG. 4.11 – Superposition des signaux ADC obtenus avec et sans WLS

D'après les aires sous-tendues par les gaussiennes, l'augmentation du nombre de photoélectrons obtenu est de l'ordre de quelques pourcents (4.7 - 2.2 et 2.6 % respectivement pour les trois tests), à comparer aux 70 % d'accroissement prévu (cf §.3.5)

4.5 Tests de transparence de l'eau par spectrophotométrie

Puisque les résultats n'ont pas conduit à l'accroissement de détection de lumière attendu, nous avons émis 2 hypothèses d'explication :

1. l'échantillon WLS absorbe non seulement l'UV mais également une partie du visible pour ne ré-émettre par fluorescence qu'un nombre de photons visibles à peine supérieur au nombre de photons visibles absorbés.
2. les UV émis dans le rayonnement Čerenkov n'atteignent pas l'échantillon WLS. L'eau de la cuve en PVC serait non-transparente aux UV dû à une pollution ; il est en effet reconnu que l'eau polluée absorbe l'UV [KOS98],[ETC96].

Dès lors, nous avons, d'une part, effectué des tests spécifiques, décrits au chapitre 5, en vue de vérifier l'hypothèse 1. D'autre part, afin de vérifier l'hypothèse 2, nous avons procédé à des analyses de transmission d'échantillons d'eau obtenus dans différentes conditions : eau distillée conservée à différentes températures, et eau distillée en contact avec différents matériaux.

4.5.1 Principe de fonctionnement

Le spectrophotomètre utilisé est le Beckman DU 7500.[4] La lumière non dispersée provenant des sources (cf.FIG.4.12) traverse l'échantillon (liquide versé dans une cellule parallélépipèdique en quartz dont les parois ont 1 mm d'épaisseur et de 1 cm intérieur) et est dispersée par un réseau holographique concave vers une barette de diodes. [5] [BEC91]

4.5.2 Principe de la mesure

L'analyse d'un échantillon par spectrophotométrie donne une **mesure relative** de la transmission de l'échantillon *sample* par rapport à un spectre de référence *blank* préalablement analysé et choisi pour avoir une transmission aussi élevée que possible.

Pour nos besoins, nous avons ici fixé un balayage entre 200 nm et 500 nm avec un temps de lecture de $10s$. Le spectrophotomètre fournit le rapport entre les quantités transmises par le *sample* et le *blank*. A une longueur d'onde

[4] appareil disponible dans le service de chimie des matériaux nouveaux du Pr. Lazzaroni

[5] La barette de diodes se compose de 512 éléments ; chaque diode représente une mesure de 1.25 nm. Les mesures correspondant à une longueur d'onde donnée se calculent en interpolant les résultats mesurés aux deux diodes qui l'encadrent.

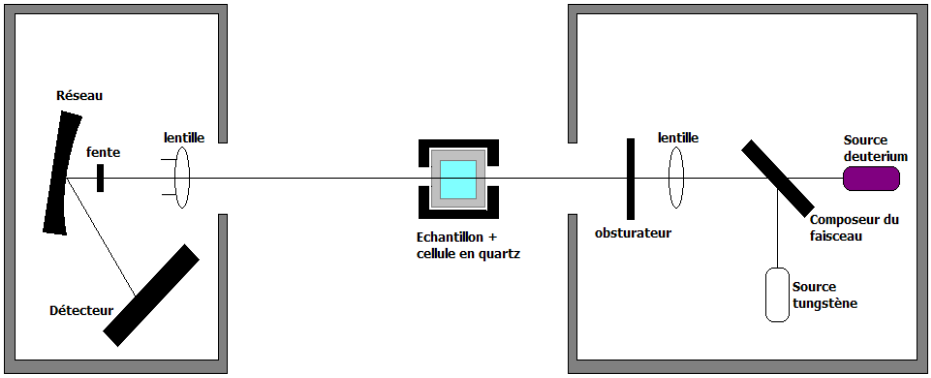


FIG. 4.12 – Schéma du spectrophotomètre

donnée, un rapport de 100% signifie que les deux échantillons ont la même absorption à cette longueur d'onde. Une valeur inférieure à 100% signifie une plus grande absorption du *sample* et une valeur supérieure à 100% une plus grande transparence.

4.5.3 Extrapolation de la transmission à 40 cm d'eau

Les mesures effectuées au spectrophotomètre expriment le pourcentage de transmission de la lumière à travers un centimètre d'eau. Rappelons que dans notre dispositif, le rayonnement doit traverser une épaisseur moyenne d'eau plus grande avant d'atteindre le module optique.

Il serait dès lors plus réaliste d'exprimer cette transmission aprés la traversée de 40 centimètres d'eau, puisque la cuve est un cube de côté $d = 60$ cm. En considérant un muon cosmique vertical passant au centre du cube, et émettant un rayonnement Čerenkov à un angle θ_c, la distance parcourue par ce rayonnement dans l'eau avant d'arriver au module optique est de :

$$L = \frac{d/2}{\cos\theta_c} \tag{4.5}$$

avec

$$\cos\theta_c = \frac{c}{nv} \approx \frac{1}{n} \tag{4.6}$$

et connaissant l'indice de réfraction de l'eau (n=1.33), nous obtenons :

$$\theta \approx 41° \rightarrow L = \frac{30}{\sin\theta_c} \approx 40cm$$

Loi de Beer - Lambert

Pour exprimer le pourcentage de transmission après 40 cm, connaisant la transmission aprés 1 cm , nous allons appliquer la loi de Beer-Lambert :

$$\log_{10}\left(\frac{I_0}{I(l)}\right) = -A_\lambda.l$$

La transmission après 1 cm à la longueur d'onde λ s'exprime comme :

$$T(1cm;\lambda) = \frac{I(1)}{I_0} = 10^{-A_\lambda.1}$$

et donc, après 40 cm :

$$T(40cm;\lambda) = \frac{I(40)}{I_0} = 10^{-A_\lambda.40} = \left(10^{-A_\lambda}\right)^{40} = (T(1;\lambda))^{40}$$

4.5.4 Résolution du spectrophotomètre

Avant l'analyse des échantillons proprement dits, nous avons procédé à une estimation de la résolution de l'appareil en utilisant le même échantillon d'eau pour le *sample* et le *blank*, sans déplacer l'échantillon entre le *blank* et le *sample*.

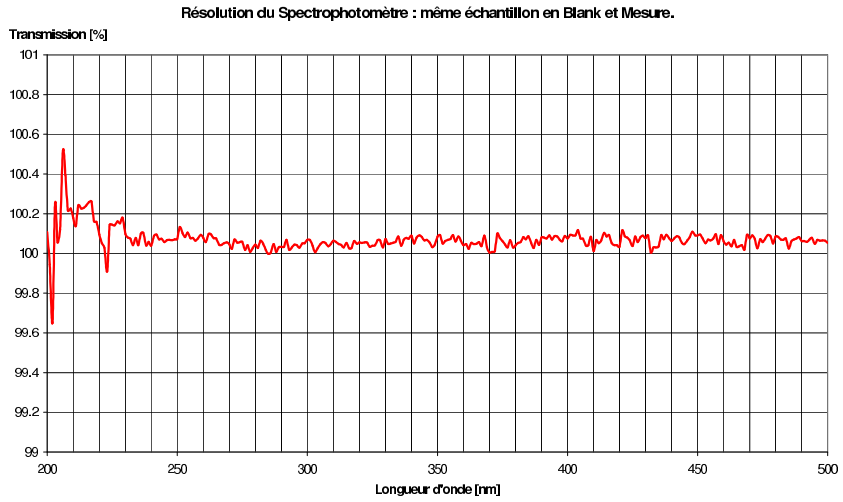


FIG. 4.13 – Résolution du spectrophotomètre obtenue en comparant l'échantillon d'eau à lui-même.

On peut constater que le rapport de transmission fluctue très légèrement, mais avec une moyenne se situant un peu au dessus de 100%, soit $\approx 100.1\%$ ce qui signifierait que l'appareil présente une résolution d'environ 0.1 %, se dégradant à 0.4 % pour les longueurs d'onde comprises entre 200 et 230 nm.

4.5.5 Test de l'eau distillée

Le but de cette mesure est de s'assurer de la transparence de l'eau utilisée, obtenue au moyen d'un appareil disponible au laboratoire [6].

Il est d'usage d'utiliser de l'eau déminéralisée comme *blank*

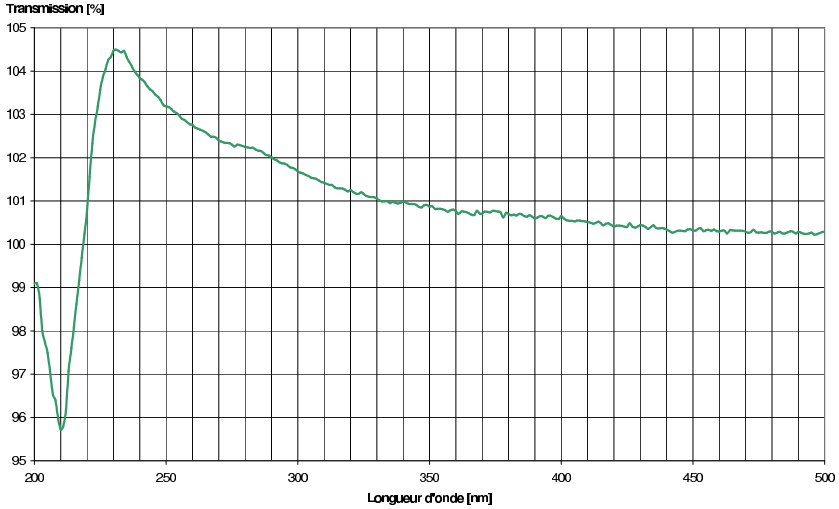


FIG. 4.14 – Spectre de transmission de l'eau distillée, comparée à l'eau déminéralisée

Le spectre de transmission que nous avons relevé (FIG.4.14) montre que l'eau distillée offre une meilleure transmission que l'eau déminéralisée, spécialement dans la région 220-350 nm. Rappelons que la zone qui nous intéresse s'étend de 250 à 350 nm (spectre d'absorption de PPO).

4.5.6 Tests de l'eau distillée en contact avec différents plastiques

Nous avons principalement testé des échantillons d'eau distillée en contact avec des matériaux constituant la cuve face à l'OM : le PVC et le silicone de collage des plaques.

De même, nous avons analysé des échantillons d'eau distillée en contact avec un matériau susceptible de constituer une cuve mieux adaptée : le $PEHD_{300}$, retenu comme plastique inerte chimiquement et pouvant être soudé au moyen de baguettes de la même matière.

Nous constatons que l'eau en contact avec le PEHD offre une meilleure transparence dans la région 250-350 nm que le PVC gris. Cette différence s'accroît lorsque l'on extrapole les mesures à 40 cm. (cf. FIG 4.15 à 4.18)

[6] Distillateur d'eau POBEL LP100 (6 à 7 l/h)

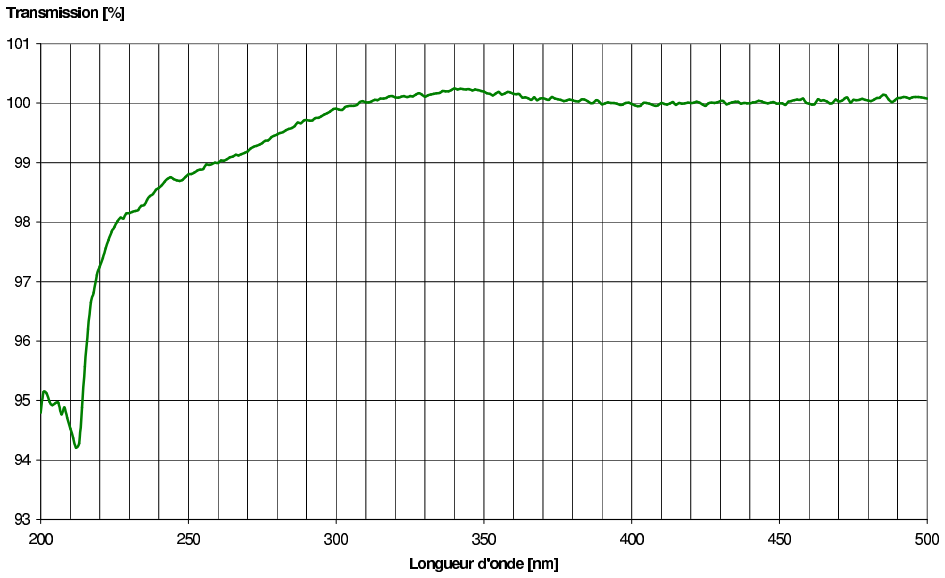


FIG. 4.15 – Spectre de transmission de l'échantillon A relatif au $PEHD_{300}$

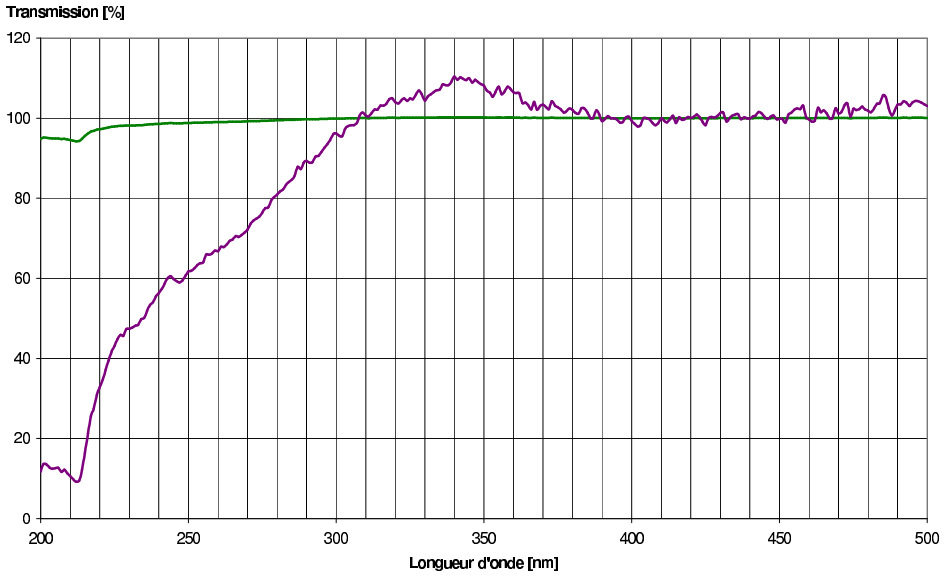


FIG. 4.16 – Extrapolation sur 40 cm. La courbe 4.15 est rappelée en vert

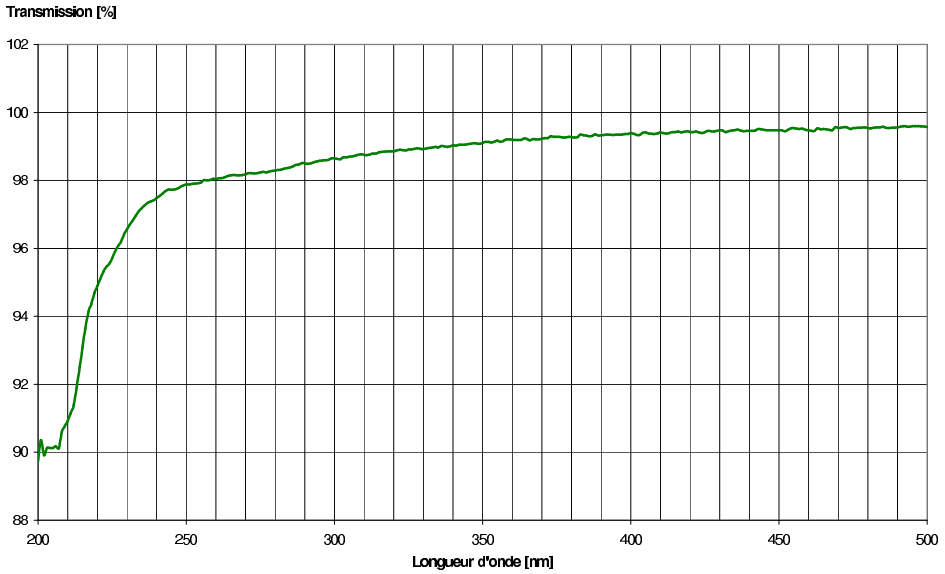


FIG. 4.17 – Spectre de transmission de l'échantillons B relatif au PVC

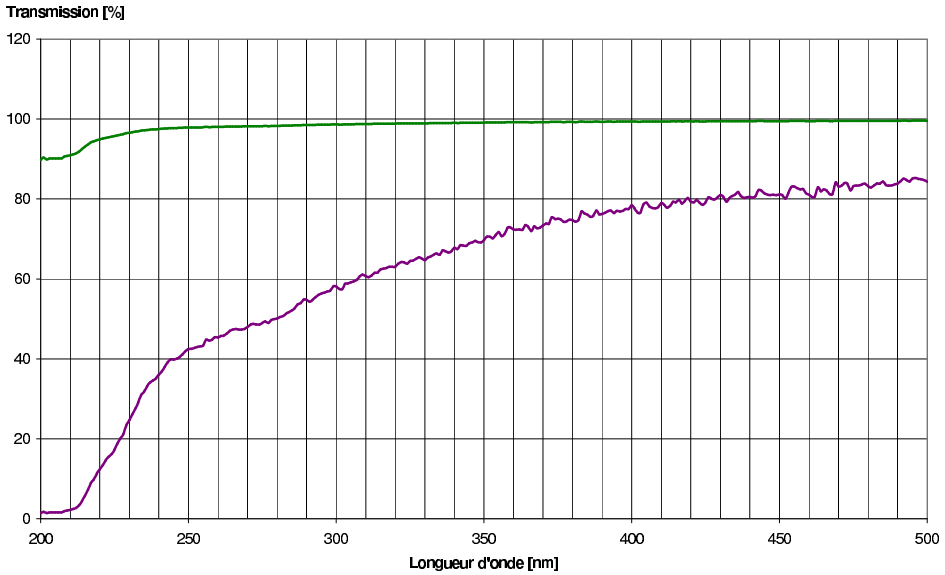


FIG. 4.18 – Extrapolation sur 40 cm. La courbe 4.17 est rappelée en vert

4.5.7 Choix d'un nouveau matériau pour la cuve

Afin de réduire l'influence de facteurs exterieurs tels que la qualité du nettoyage de la cellule du spectrophotomètre, le moment de la mesure,... une série de 15 mesures d'absorption a été effectuée successivement sur un même échantillon d'eau, en recommançant chaque fois les mêmes opérations (remplissage de la cellule, nettoyage,...) et sur le même *blank* air. Le but de cette procédure est d'assurer au mieux la fiabilité des résultats de transmissions mesurées.

Ces mesures concernent trois types d'échantillons, conservés dans des conditions identiques, à température ordinaire :

– eau distillée "pure", sans aucun contact avec du PEHD.
– eau distillée en contact avec le PEHD blanc .
– eau distillée en contact avec le PEHD noir.

Les morceaux de PEHD ont été nettoyés manuellement[7] et mis en contact avec l'eau pendant 15 jours.

	Pourcentage de transmission		
Longueur d'onde	Eau distillée	PEHD Blanc	PEHD Noir
200 nm	82.2 ± 1.3	81.9 ± 2.0	81.6 ± 1.4
250 nm	101.91 ± 0.8	101.8 ± 0.39	102.0 ± 0.22
300 nm	89.78 ± 0.19	89.67 ± 0.15	89.79 ± 0.14
350 nm	79.99 ± 0.15	79.95 ± 0.09	79.67 ± 0.10
400 nm	79.64 ± 0.11	79.63 ± 0.06	79.65 ± 0.10
450 nm	83.02 ± 0.17	82.99 ± 0.14	83.01 ± 0.19

TAB. 4.3 – Moyennes sur 15 mesures de la transmissions des trois eaux.

Nous avons calculé la moyenne des 15 mesures dans chaque cas (TAB.4.3). Nous ne constatons aucune différence entre les trois courbes de transmission relevées ; elles se superposent (cf.FIG 4.19).

Ce résultat nous conduit à recommander la construction d'une nouvelle cuve en PEHD noir[8] afin d'assurer une meilleure transmission des photons UV Čerenkov produits dans la cuve jusqu'à l'OM.

[7] nettoyage à l'alcool isopropylique, rincage à l'eau distillée et séchage au papier absorbant

[8] noir pour éviter les réflexions sur les parois

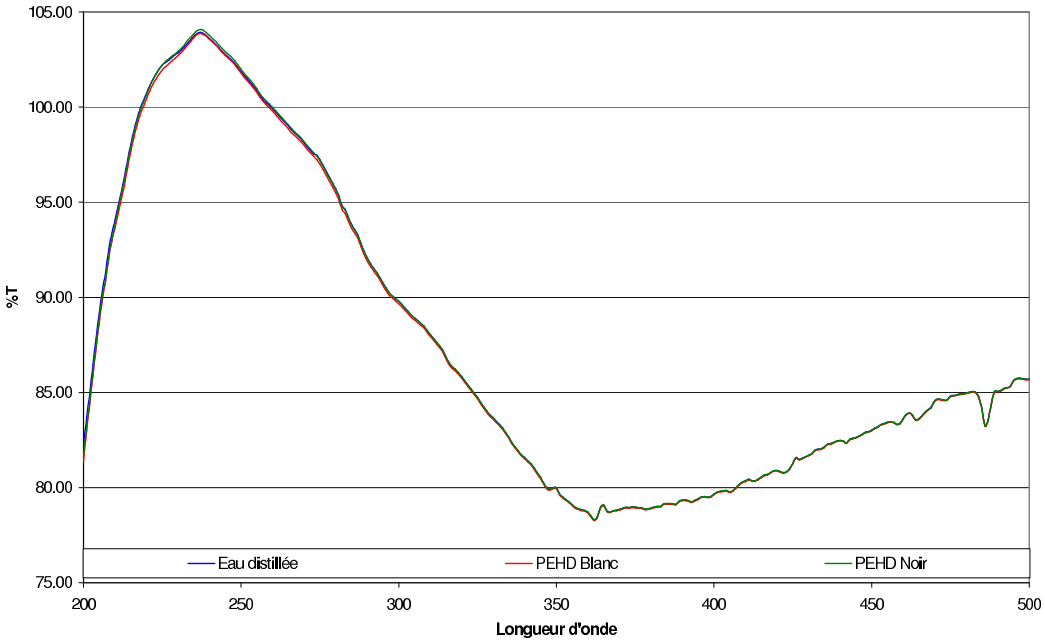


FIG. 4.19 – Courbes de transmission obtenues pour 3 échantillons différents L'air a été sélectionné comme *blank*.

4.6 Cuve en PEHD Noir

Pour les tests ultérieurs de l'OM, une nouvelle cuve en PEHD noir a été construite en industrie[9], qui a réalisé des soudures spéciales[10] à base de PEHD pour l'assemblage des plaques et de la pièce circulaire où se logera une seconde pièce pleine ou pourvue d'un orifice face à l'OM. La forme de la pièce soudée, centrée sur l'OM (FIG.4.21), épouse le profil sphérique de la coque de celui-ci. Un joint spécial chimiquement inerte en KELRAZ assure l'étancheité. La seconde pièce sera insérée manuellement, éventuellement équipée d'un échantillon WLS, contre le joint.

Les dimensions de la nouvelle cuve ont été calculées (FIG.4.23) de façon à ce qu'elle soit contenue dans la cuve en PVC.

Un système de circulation d'eau froide entre les deux cuves assurera ainsi une stabilité de la température de l'eau et limitera la prolifération éventuelle de micro-organismes.

FIG. 4.20 – Vue du module optique
entre une plaque en PVC (en haut) où il est fixé (joint en silicone) et une plaque en PEHD (joint en KELRAZ)

FIG. 4.21 – Zoom sur la pièce soudée où se logera une seconde pièce (pleine, percée et éventuellement munie d'un WLS)

[9]PlastiService, Jumet

[10]le contact eau distillée - silicone a également montré une déterioration de la transparence de celle-ci

FIG. 4.22 – Vue du dessus de la cuve en PEHD Noir insérée dans la cuve en PVC gris

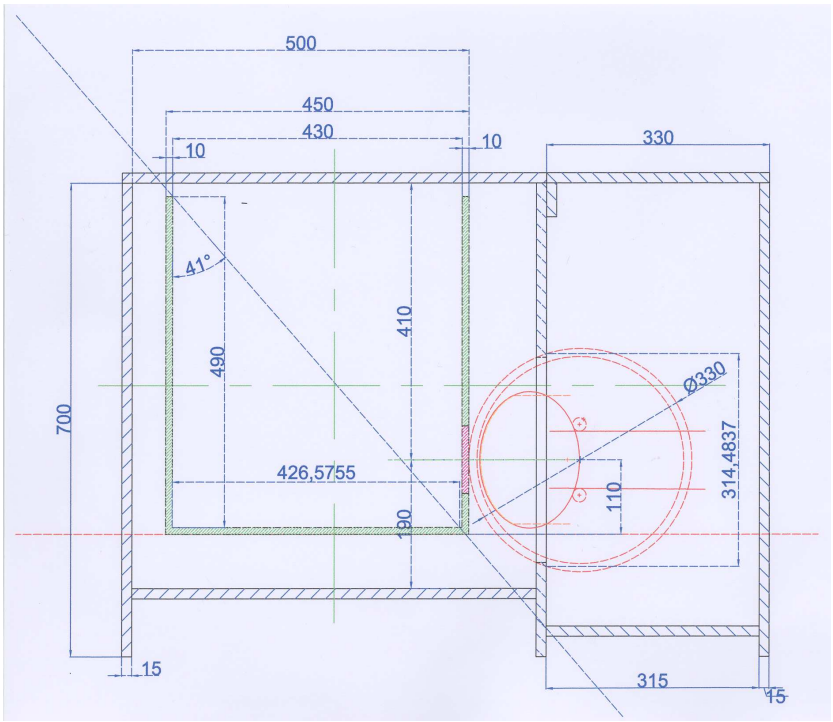
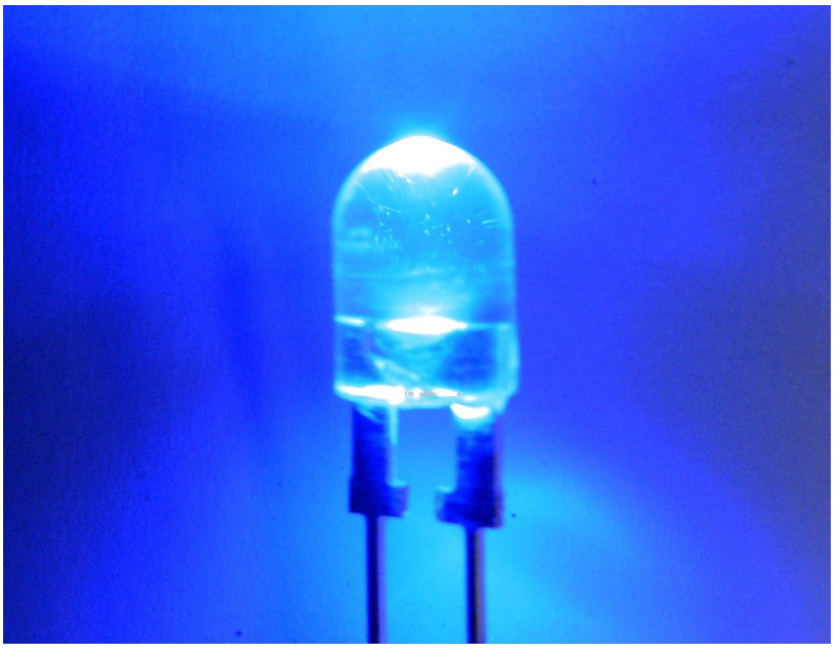


FIG. 4.23 – Plan du dispositif expérimental (vue latéral) : cuve en PEHD Noir (en vert) , OM (en rouge) et cuve en PVC gris (hachuré bleu)

Chapitre 5

Etude de la réponse d'un photomultiplicateur à un faible flux de lumière monochromatique



Dans ce chapitre, nous explicitons les investigations réalisées sur la réponse d'un photomultiplicateur à un faible flux de lumière, afin de réaliser les conditions d'obtention du photélectron unique (1PE) et d'effectuer ainsi un comptage pratique de photoélectrons. Ceci nous permettra en outre d'étudier la transparence du WLS au visible.

Rappelons que la charge des impulsions du PM est, dans le cas 1PE, directement proportionnelle au gain :

$$Q_{\text{anode}} = \underbrace{N_{PE}}_{1} G\, e$$

et ne dépend donc plus du nombre de photoélectrons. Le nombre d'impulsions d'anode enregistré donne alors le nombre de photoélectrons.

Nous avons analysé la réponse d'un PM standard dont la photocathode est similaire à celle des modules optiques d'IceCube, et éclairé celui-ci au moyen de diodes électroluminescentes (LEDs) de longueurs d'onde différentes.

5.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est présenté à la figure 5.1. La quantité de lumière reçue par le PM est limitée par un diaphragme ou un collimateur, et éventuellement par un atténuateur (filtre neutre). Le tout est placé dans un caisson préservant au maximum le dispositif de la lumière ambiante.

FIG. 5.1 – Dispositif expérimental
La boîte étanche en PVC gris, face au PM, sera utilisée pour des tests ultérieurs avec de l'eau.

5.1.1 Photomultiplicateur XP2262B

Le photomultiplicateur utilisé est un tube Philips XP2262B. Ses caractéristiques sont données au tableau 5.1 La photocathode bialcaline semi-transparente a un diamètre efficace de 44 mm, avec une sensibilité spectrale maximale à 400 nm et une efficacité quantique à cette longueur d'onde de 25%. Le multiplicateur est composé de 12 dynodes en Cu-Be disposé selon une structure linéaire.

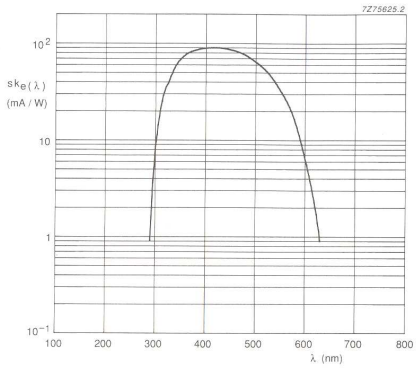


FIG. 5.2 – Réponse spectrale

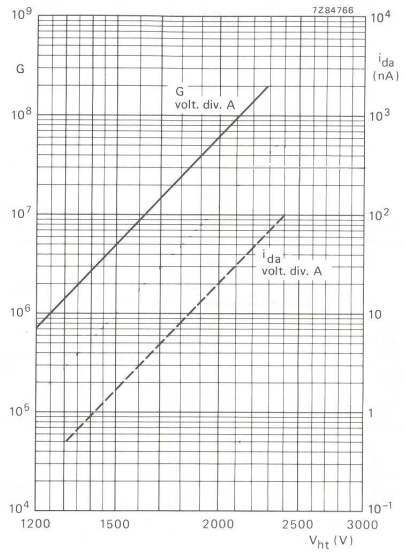


FIG. 5.3 – Gain caractéristique

Paramètre	Description/valeur
Longueur d'onde à la réponse maximum	400 nm
Structure des dynodes	Linear Focus
Nombre d'étages	12
Base(ORTEC)	20-pin base JEDEC B20-102
Gain	6.10^7 (à 2400 V)
Temps de montée de l'anode	2.0 ns (à 2200 V)
Temps de transit des électrons	30 ns (à 2200 V)
FWHM Temps de transit	3 ns (à 2200 V)
Rapport Peak to Valley 1PE	3

TAB. 5.1 – Caractéristiques du PMT Philips XP2262B

5.1.2 Logique d'acquisition de comptage

Le générateur d'impulsions[1] (*pulse generator* - en abrégé GI) envoie des impulsions "trigger" (de hauteur et de largeur réglables) selon une fréquence réglable, au circuit d'alimentation de la LED placée devant le PM. Le générateur envoie également une impulsion à un duplicateur logique (après mise en forme par passage dans un discriminateur). Les impulsions "trigger" sont comptées (counter A) et mises en coïncidence avec celles du PM après ajustement du délai.

D'autre part, le signal reçu à l'anode du PM est mis en forme par un discriminateur avant d'être envoyé à l'unité de coïncidence. Les impulsions de coïncidence (GI ET PM) indiquent que le signal du PM correspond bien à une impulsion lumineuse envoyée par la LED, et sont comptées (counter B).

Le rapport des comptages

$$R = \frac{\#\text{ counter B}}{\#\text{ counter A}}$$

représente l'efficacité de détection du PM. Une acquisition LabView permet de lire et d'enregistrer les comptages[2] sur PC via une carte GPIB.

Un ensemble de signaux typiques enregistrés à l'oscilloscope est présenté à la figure 5.5 suivant la logique de la figure 5.4.

5.1.3 Logique d'acquisition de spectre de charge ADC-CAMAC

Le signal analogique venant du PM après passage par un duplicateur linéaire est retardé et envoyé au module ADC-CAMAC. D'autre part, le signal de coïncidence (GI ET PM) est également retardé et envoyé à l'ADC pour former son impulsion de déclenchement (gate). Ainsi le signal analogique du PM est intégré durant la largeur de l'impulsion de coïncidence, ce qui fournit la quantité de charge correspondant à l'impulsion du PM, proportionnelle à la quantité de photoélectrons :

$$Q = G\, N_{PE}\, e$$

Un ensemble de signaux typiques observés à l'oscilloscope est présenté à la figure 5.7 .

[1] de type BNC 8010

[2] échelle de comptage double munie d'une sortie IEEE

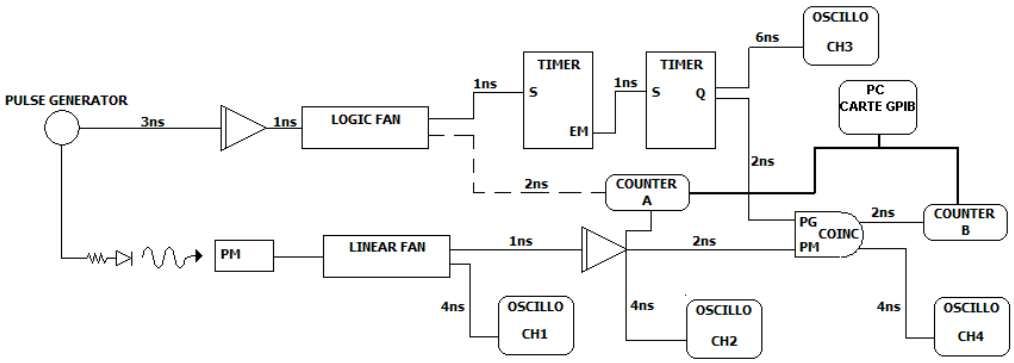


FIG. 5.4 – Logique d'acquisition de comptage

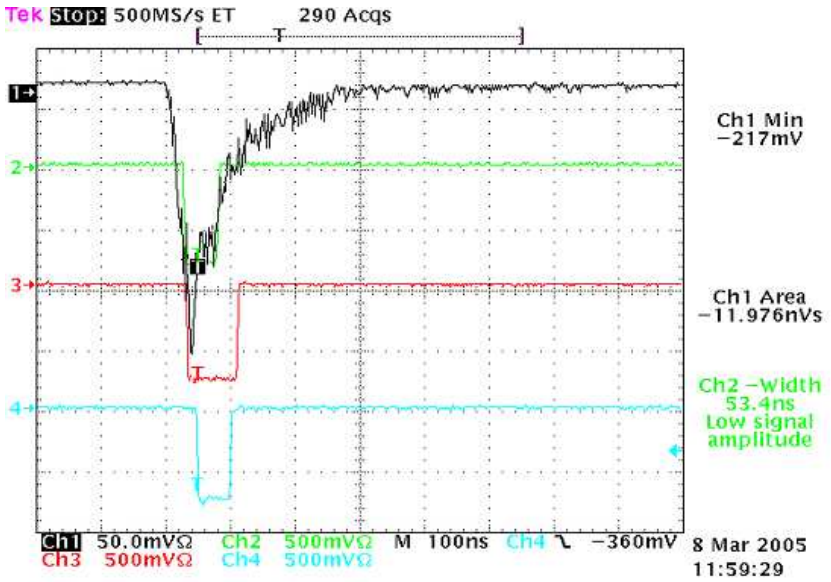


FIG. 5.5 – Signaux observés à l'oscilloscope, illustrant la logique d'acquisition de comptage et son ajustement temporel

1 - Signal analogique du PM

2 - Signal logique du PM après discrimination

3 - Signal logique (retardé) du générateur

4 - Signal logique indiquant la coïncidence (GI ET PM)

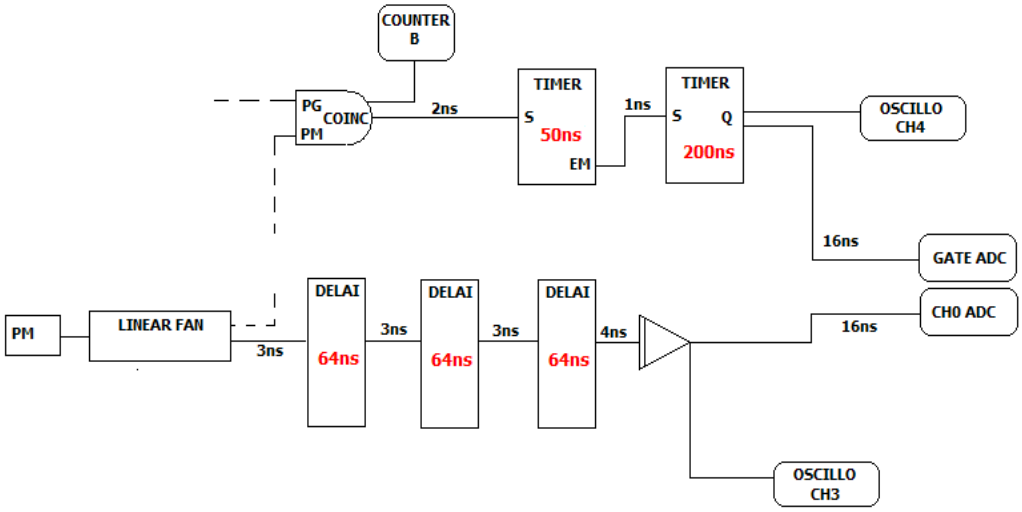


FIG. 5.6 – Logique d'acquisition de relevé de spectre de charge

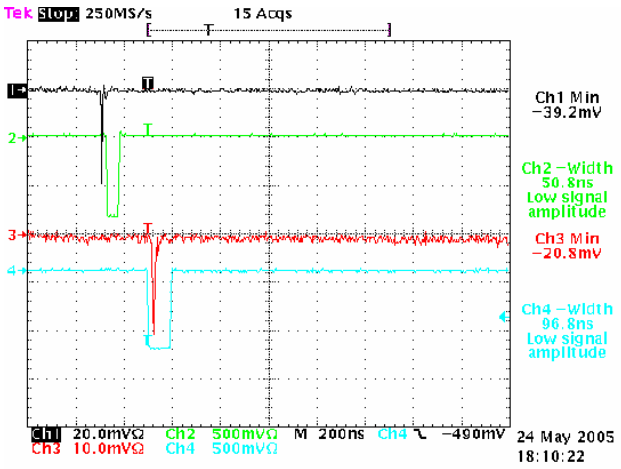


FIG. 5.7 – Signaux observés à l'oscilloscope illustrant la logique d'acquisition de relevé de spectre de charge

1 - Signal analogique du PM

2 - Signal logique du PM après discrimination

3 - Signal analogique retardé du PM envoyé à l'ADC

4 - Signal logique (retardé) de la coïncidence (GI ET PM)formant la gate de l'ADC.

5.1.4 Diodes électroluminescentes

Plusieurs LED's de longueurs d'onde différentes ont été utilisées lors des tests.

Couleur	λ	I_{Fmax}	U_F	Angle d'émission	Puissance	Intensité
verte	567 nm (peak)	30 mA	2.1 V	35°	60 mW	
bleue	430 nm (peak)	50 mA	4.8 V	20°		20-90 mCd
bleu lointain	374-392 nm	25 mA	3.7 V	18°	5.2 mW	

TAB. 5.2 – Caractéristiques des LED's utilisées

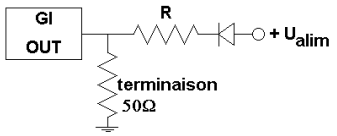


FIG. 5.8 – Circuit d'alimentation de la LED

5.1.5 Collimateur et atténuateur

Dans le but d'atteindre la condition "photoélectron unique" (1PE), l'utilisation d'un collimateur de 0.4 mm de diamètre, ainsi que d'un atténuateur de lumière (constitué d'un filtre neutre, atténuant jusqu'à 96 % maximum, de façon linéaire), s'est révélée nécessaire. Cet atténuateur est monté sur une roue dentée, elle-même fixée face au collimateur (cf. FIG 5.1)

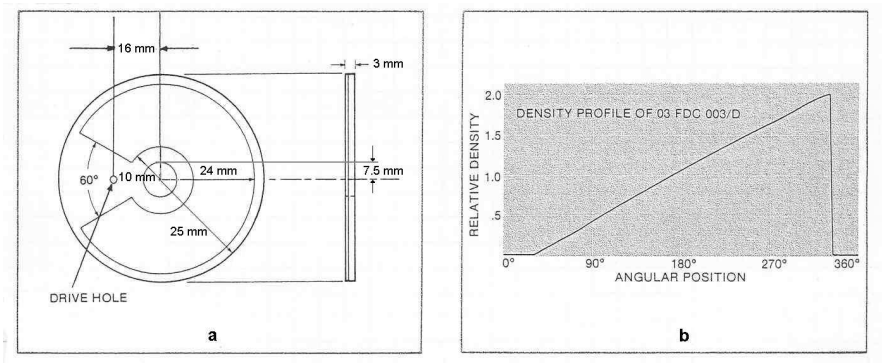


FIG. 5.9 – Caractéristiques principales de l'atténuateur
a - Géométrie b - Profil de densité

5.2 Investigations

5.2.1 Recherche des conditions de plateau

Plateau en fonction de l'ouverture du diaphragme

Nous avons tout d'abord commencé par rechercher les tensions de fonctionnement correspondant aux plateaux en utilisant la LED bleue à 430 nm, alimentée en continu. Nous avons étudié l'influence de l'ouverture du diaphragme sur le nombre de coups enregistrés par le photomultiplicateur (cf.FIG.5.10).

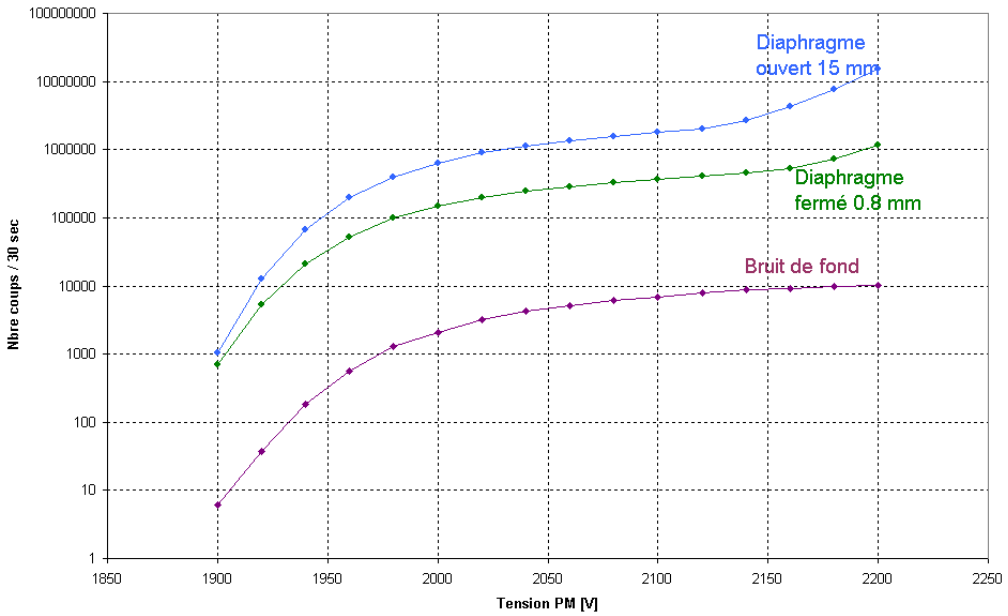


FIG. 5.10 – Plateaux de comptage en fonction de l'ouverture du diaphragme
Led Bleue (430 nm) mode continu - Seuil : 50 mV
Les barres d'erreurs statistiques en $\sqrt{N}$ sont comprises dans l'épaisseur du point.

Nous constatons, comme attendu, l'influence de l'ouverture du diaphragme sur la quantité de lumière atteignant le PM. Comme nous recherchons des conditions de luminosité minimale et que nous obtenons un comptage assez élevé sur le plateau (300.000 cps/30 sec $\rightarrow$ 10 kHz), nous avons diminué davantage la quantité de lumière illuminant le PM en utilisant le collimateur avec une ouverture de 0.4 mm de diamètre.

Recherche de la tension de fonctionnement

Nous relevons un plateau de comptage en utilisant l'ouverture de 0.4 mm et effectuons une mesure similaire en plaçant l'échantillon de WLS. Les comptages restent ici élevés car ils correspondent au nombre total d'impulsions PM (impulsions utiles suivies de nombreuses post-impulsions) [MBL58]. Nous observons une légère différence entre les plateaux relevés avec et sans WLS. (cf.5.11). Mais cette différence est peu significative puisque le nombre de photoélectrons est ici élevé.

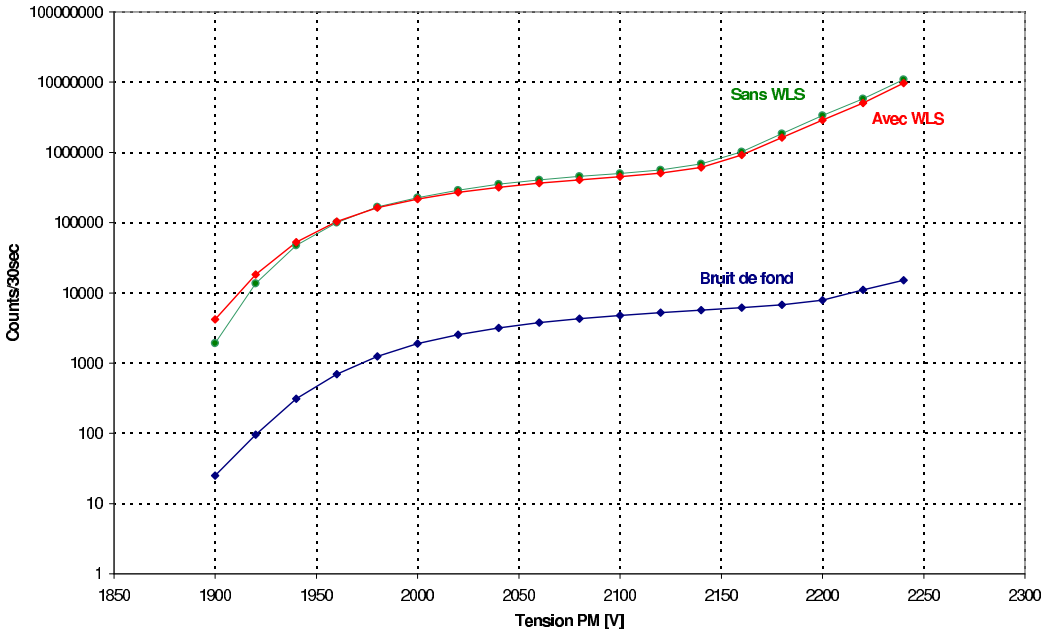


FIG. 5.11 – Plateaux comparatifs avec et sans WLS
Led Bleue (430 nm)
R Led : 22 kΩ - Seuil discri : 50 mV - Ouverture : 0.4 mm

D'autre part, pour des mesures de longue durée, nous avons constaté une variation dans le taux de comptage, qui serait due à un effet de la température (cf. FIG.5.13). Les LED's sont en effet sensibles à ce paramètre : leur émission de lumière diminue avec la température, à raison d'environ 1%/°C (cf.FIG 5.12)

Nous constatons ici que les effets de température sont 5 fois supérieurs aux erreurs statistiques($\sqrt{N}$).

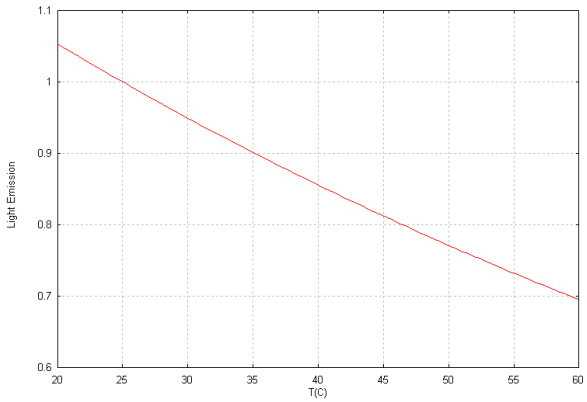


FIG. 5.12 – Luminosité d'une LED en fonction de la température [SGC–]

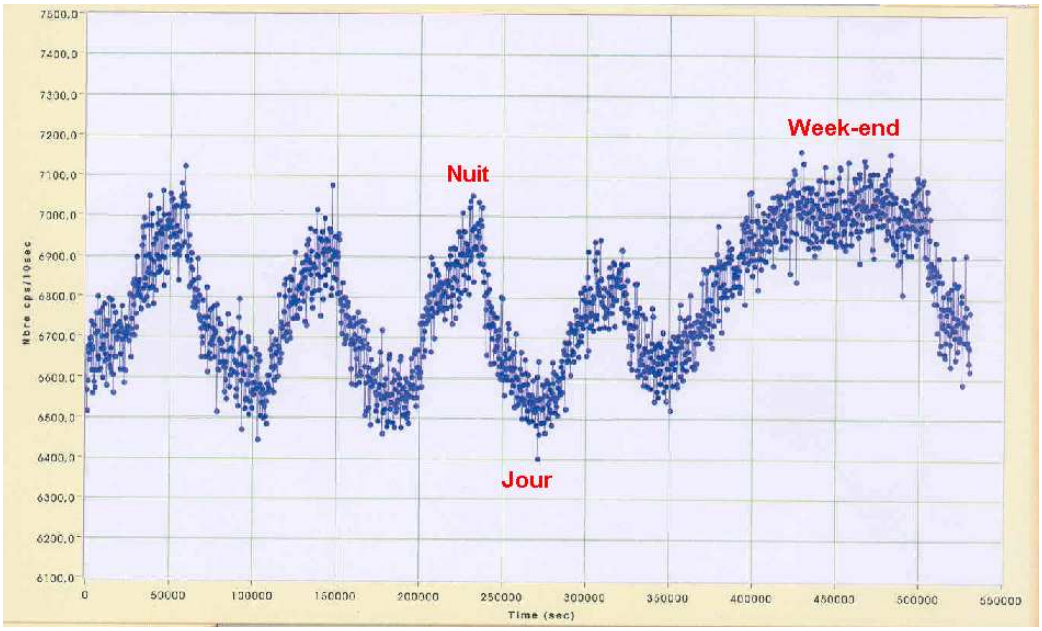


FIG. 5.13 – Variation de comptage en fonction du temps (6 jours)
Effet "Jour/Nuit" dû aux fluctuations de température : variation de ± 250 coups pour une moyenne de 6750
Erreur statistisque $(\sqrt{N}) = 82$ coups

Effet du seuil de discrimination du signal

Nous alimentons maintenant la LED de manière pulsée, à une fréquence élevée de ≈ 100 kHz.

Ceci nous permet d'enregistrer non seulement le nombre total d'impulsions du PM, mais également le nombre de coïncidences entre les signaux de déclenchement de la LED et les impulsions PM (en abrégé : GI ET PM). Les plateaux correspondants sont présentés aux figures 5.14 et 5.15 en fonction du seuil de discrimination appliqué aux impulsions PM. Ces plateaux diminuent avec le seuil, comme attendu. Les plateaux de coïncidence correspondent à R = 100 % d'efficacité.

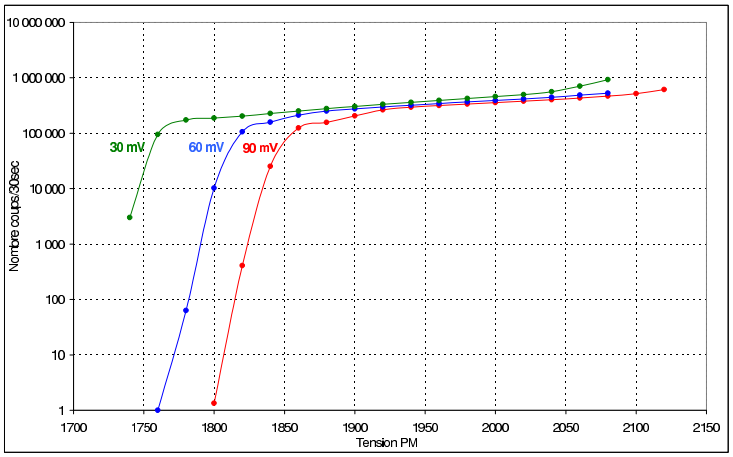


FIG. 5.14 – Plateaux de comptage du nombre total d'impulsions PM en fonction du seuil de discrimination

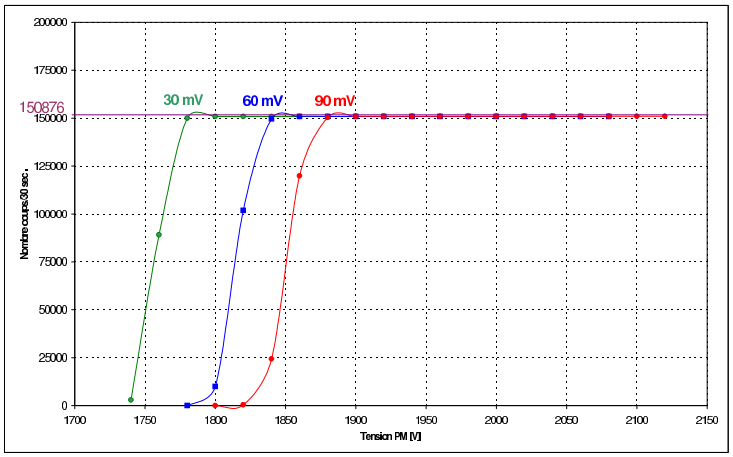


FIG. 5.15 – Plateaux de comptage du nombre d'impulsions de coïncidences (GI ET PM) en fonction du seuil de discrimination

Nous avons également mesuré la hauteur des impulsions PM, telles qu'observées à l'oscilloscope, en fonction de la tension appliquée et pour les trois seuils de discrimination fixés (FIG.5.13). Nous vérifions ainsi l'accroissement exponentielle du gain du PM en fonction de sa tension d'alimentation et, d'autre part, nous constatons l'indépendance du gain en fonction du seuil.

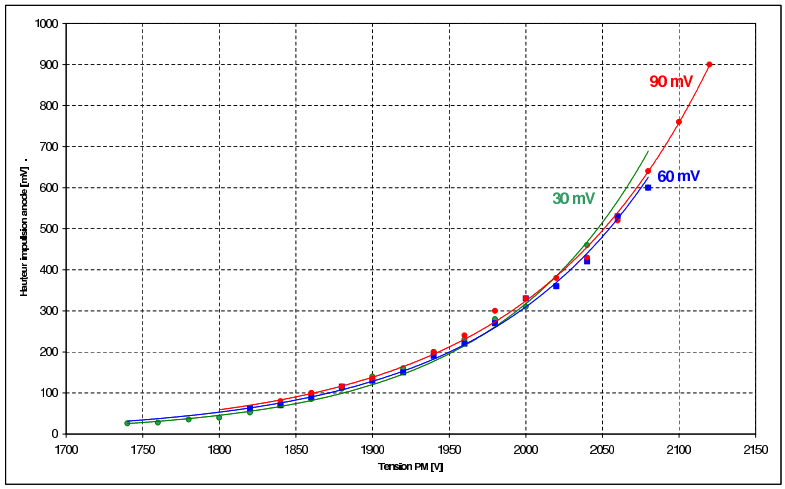


FIG. 5.16 – Variation de la hauteur des impulsions (lues à l'oscilloscope) en fonction de la tension du PM, pour différents seuil de discrimination
Led bleue (430 nm)
R Led = 270 Ω - f = 100 kHz - largeur signal trigger LED = 20 ns

5.2.2 Recherche du minimum de lumière

Comme mentionné, même en utilisant l'orifice de 0.4 mm, tous les plateaux de coïncidences atteignent 100 %. Il faut donc rechercher un moyen de diminuer la quantité de lumière illuminant le PM afin d'atteindre un niveau de coïncidence de l'ordre de 14 % (condition 1PE).

Détermination de la résistance en série avec la LED

Nous avons commencé par fixer la valeur de la résistance en série avec la LED. Nous devons appliquer une résistance minimale pour que le courant traversant la LED de manière pulsée soit assez important pour l'allumer.

En mode pulsé, il faut envoyer une impulsion de tension (très courte) mais suffisament haute pour dépasser son seuil, tel que

$$U_{\text{seuil}} < U = R\, I_{\text{max}}$$

Une valeur de 10 Ω a été fixée après une série d'essais entre 270 et 4.7 Ω.

Réglage de la largeur de l'impulsion du trigger de la LED

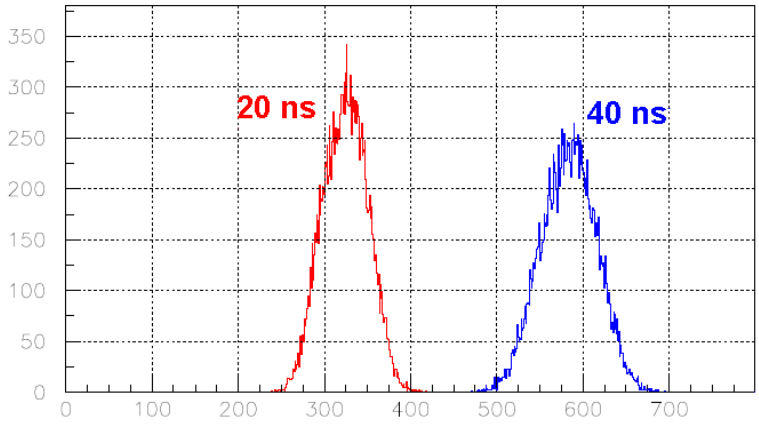


FIG. 5.17 – Spectres ADC obtenus pour 2 valeurs de la largeur de l'impulsion du trigger de la LED

Nous constatons que plus l'impulsion du trigger est large, plus la charge détectée est grande, et donc plus l'émission de lumière est importante. Un bon compromis se situe entre les largeurs 20 et 40 ns, comme le prouve la figure 5.18, qui montre la forme des signaux obtenus pour des largeurs comprises entre 10 et 60 ns.

Pour 10 ns, les signaux PM sont instables (avec de trop petites hauteurs d'impulsion), et pour des largeurs supérieures à 40 ns, non seulement la quantité de lumière est importante, mais des post-impulsions sont nombreuses.

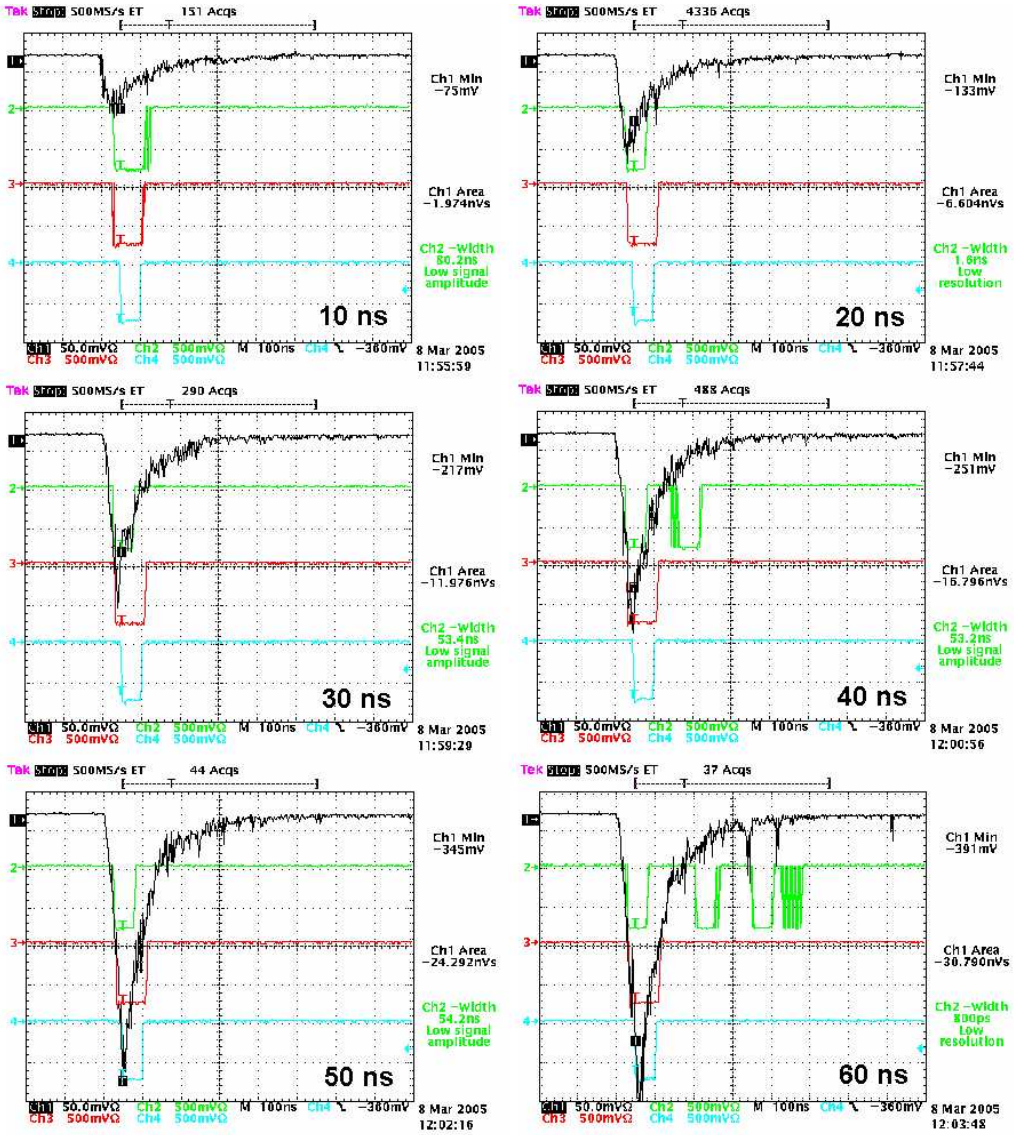


FIG. 5.18 – Signaux obtenus à l'oscilloscope en fonction de la largeur du trigger LED.

Ajout d'un atténuateur de lumière

Le plateau de coïncidence relevé dans les conditions optimales (Seuil : 30mV - Largeur d' impulsion "trigger" LED : 20 ns) ne conduit cependant pas au niveau attendu d'environ 14 %. Il est donc nécessaire d'atténuer le flux de photons illuminant le PM par l'intermédiaire d'un filtre neutre.

Nous avons relevé une série de spectres ADC à une tension de 1960 V (tension de milieu de plateau) , en fonction de la position de l'atténuateur, présentés à la figure 5.20. Ceci permet d'analyser l'effet de l'atténuateur de lumière, et de constater un recul de la moyenne des spectres, càd une diminution de la quantité de lumière détectée par le PM.

Nous avons également mesuré le taux de coïncidences (GI ET PM) en fonction de la position angulaire de l'atténuateur (FIG.5.19). Nous constatons que pour une atténuation d'environ 60 % (210°), nous obtenons un rapport R d'environ 10%. Cela est un des critères des conditions 1PE.

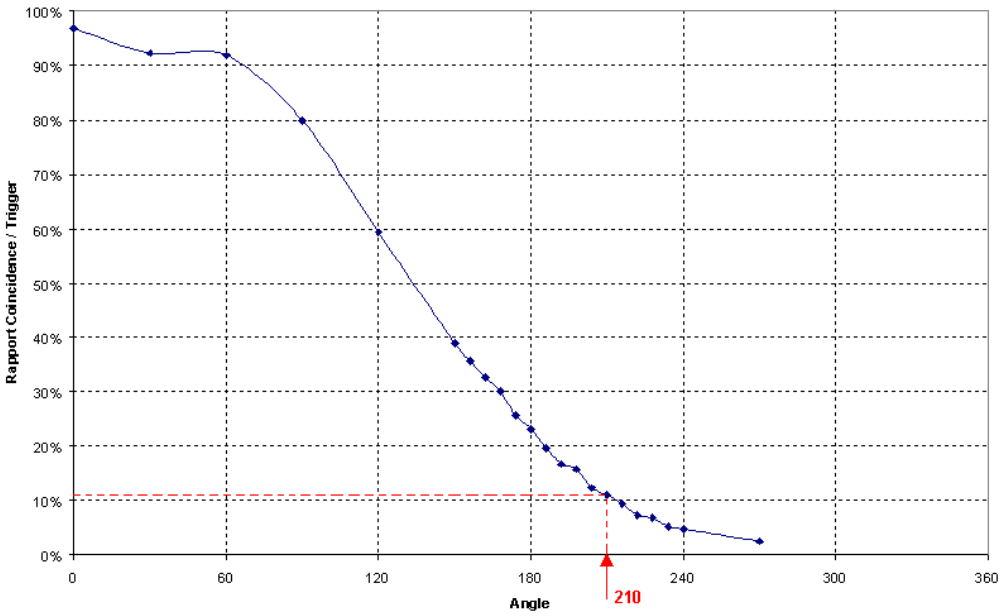


FIG. 5.19 – Effet de l'atténuateur sur le comptage de coïncidences
HT : 1960 V - LED Bleue - Seuil : 30 mV - largeur trigger LED : 40 ns

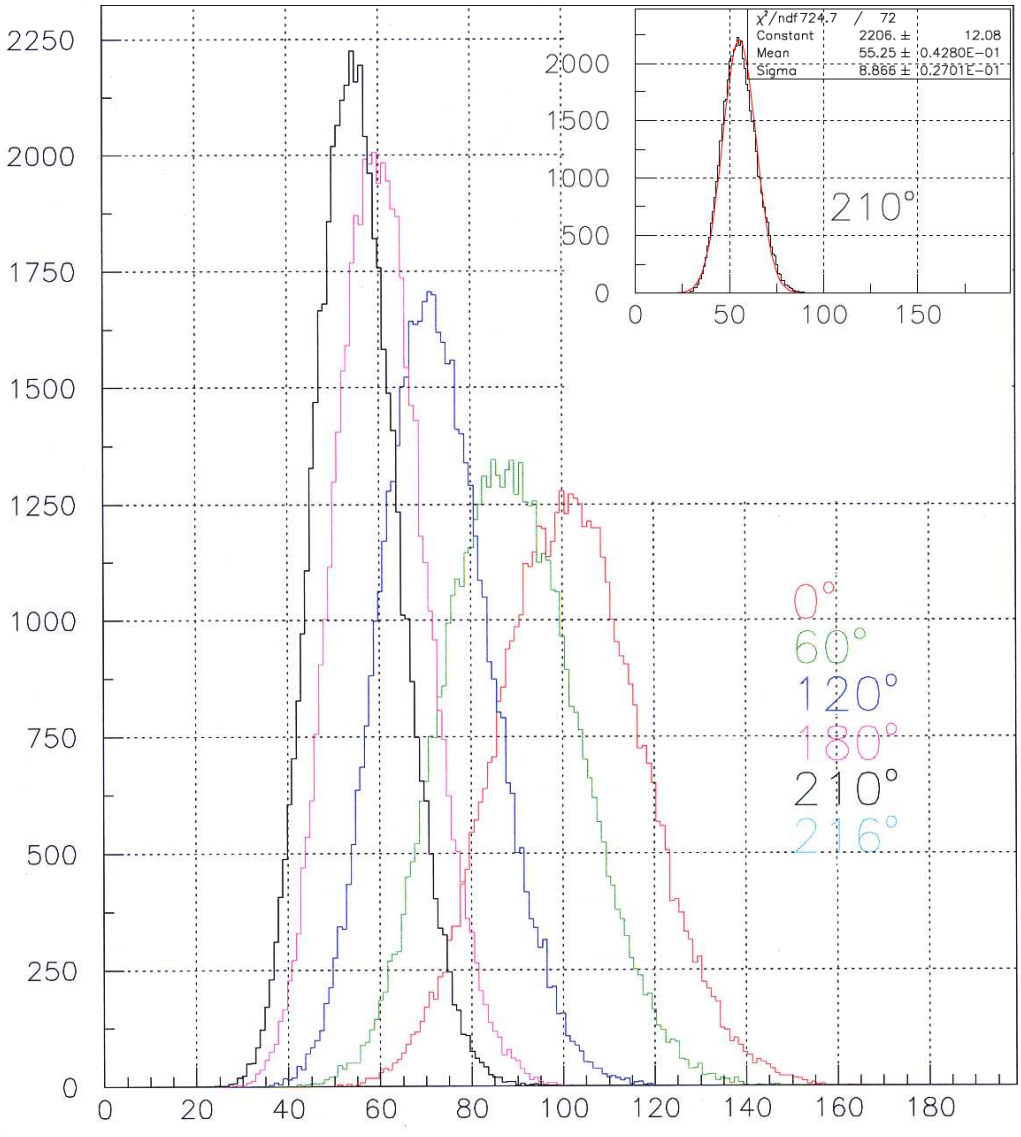


FIG. 5.20 – LED Bleue - HT 1960 V - Seuil : 30 mV - Largeur : 40 ns
Dans le coin supérieur droit : Comportement gaussien (en rouge) du spectre à 210°

Cependant, le spectre de charge à 210° de la figure 5.20 est gaussien (pas d'exponentielle[3] décroissante avant le pic gaussien, donc pas de creux entre cette exponentielle et la gaussienne, creux que l'on nomme généralement vallée) et ne présente donc pas la forme attendue (cf. FIG 4.7 ou 5.21).

Afin de mieux étudier la réponse du PM à un faible flux de lumière, nous avons décidé d' installer les LED's verte et bleu lointain, pour lesquelles le PM présente une efficacité quantique inférieure, et nous avons pensé à utiliser un discriminateur "Low-threshold" permettant la détection d'impulsions PM de petite amplitude (quelques mV).

Il est à noter qu'il est possible de relever un spectre 1PE pour ce type de PM [4]. La figure 5.21 illustre le "Peak to Valley" que nous n'avons pas observé avec la LED bleue.

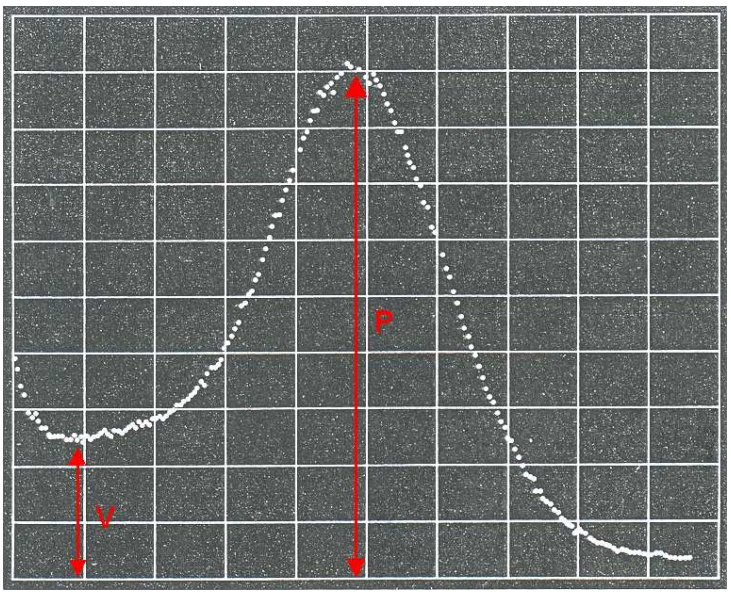


FIG. 5.21 – Spectre 1PE et Peak to Valley obtenu avec le PM [PHI90]

Même en atténuant à 50% et 80 % (positions 180° et 270° de l'atténuateur), nous n'obtenons pas de plateau aux environs des 14 % (cf.FIG.5.23)

[3]exponentielle correspondant à des impulsions de petite amplitude qui résultent de photoélectrons se multipliant de façon moins efficace en arrivant sur les bords des dynodes.

[4]la littérature consultée ne conseille aucune longueur d'onde privilégiée pour ce genre de tests

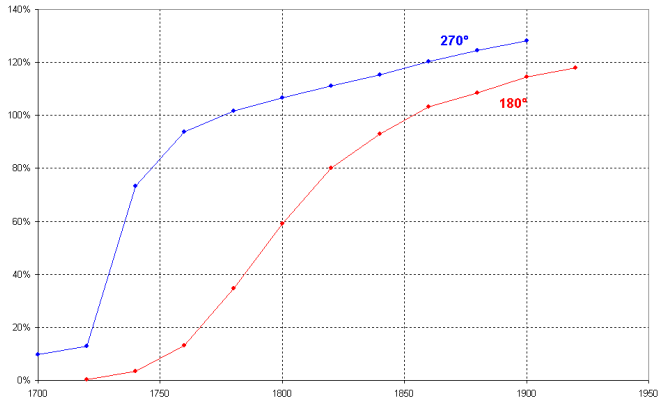


FIG. 5.22 – Plateaux de coïncidence avec atténuateur à 180° et 270°
Led Bleue - Seuil : 5 mV
Le fait de dépasser les 100 % d'efficacité est dû aux post-impulsions.

5.2.3 Conditions 1PE

Plateau

Nous relevons deux plateaux avec un seuil descendu à 5 mV, et remarquons que le plateau de coïncidence se situe aux environs des 12 % des coups envoyés par la LED verte (567 nm) et aux environs de 18% pour la LED "bleu lointain" (380 nm) (cf.FIG 5.22), conformément aux efficacités quantiques correspondantes du PM (cf.FIG 5.2)

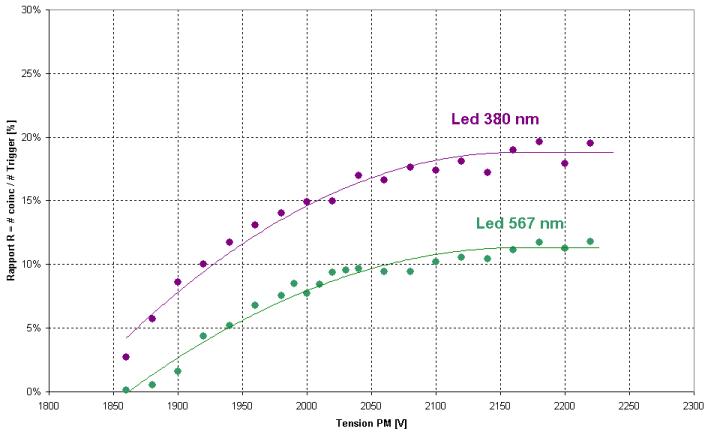


FIG. 5.23 – Plateaux de coïncidence pour deux longueurs d'onde - Seuil : 5mV - Atténuateur : 0

Relevés des spectres ADC

En fixant un seuil très bas de 3 mV, le spectre ADC correspondant à une tension de 1900 V(début du plateau de coïncidences) montre la structure attendue (FIG 5.24) en "pic 1PE et vallée".

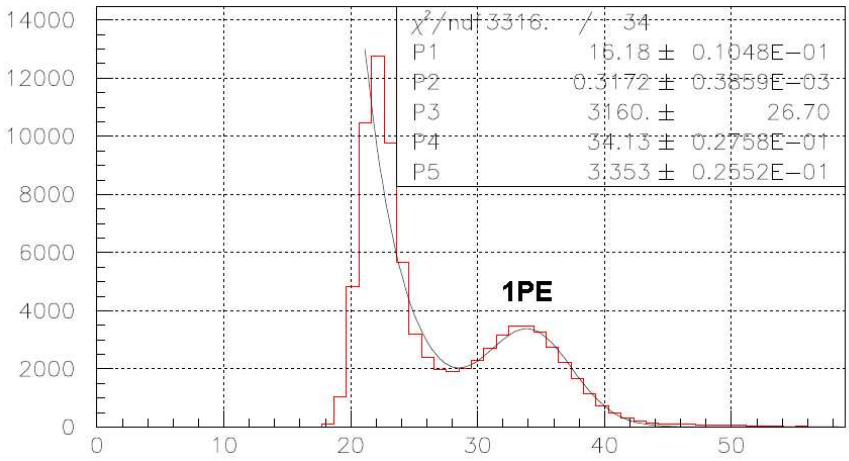


FIG. 5.24 – Spectre ADC
(LED verte - seuil : 3 mV - HTPM : 1900 V - orifice : 0.4 mm)

Un seuil plus élevé (10 mV) ne permet plus d'enregistrer l'exponentielle correspondant aux signaux de faible amplitude (FIG 5.25). Nous observons cependant un résidu de celle-ci.

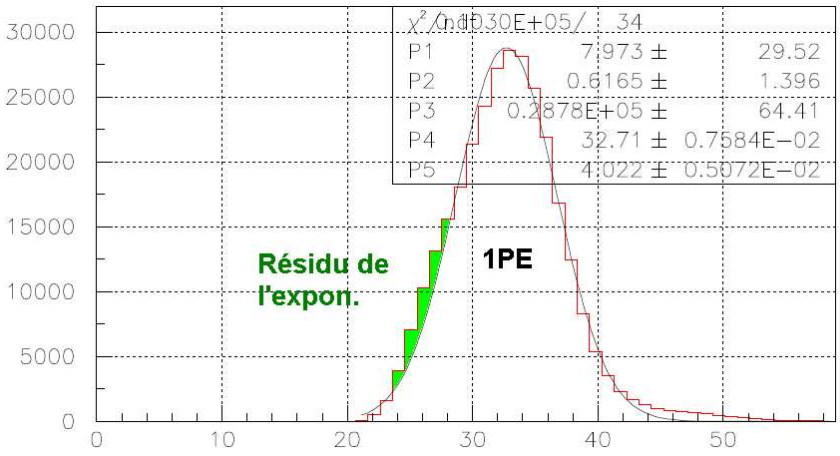


FIG. 5.25 – Spectre ADC
(LED verte - seuil : 10 mV - HTPM : 1900V - orifice : 0.4 mm)

Pour nous assurer qu'il s'agit bien du spectre 1PE, nous utilisons un orifice de 0.8 mm de diamètre. Le spectre ainsi obtenu fait apparaître les contributions 1PE, 2PE, 3PE,... (Fig 5.26)

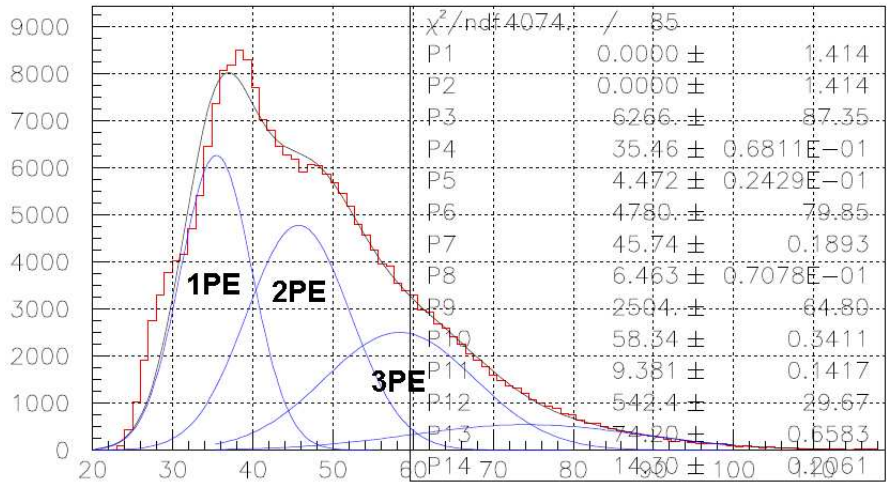


Fig. 5.26 – Spectre ADC - orifice : 0.8 mm
(LED verte - seuil : 10 mV - HTPM : 1900 V - orifice : 0.8 mm)

5.2.4 Transparence au visible de l'échantillon WLS

Les conditions 1PE étant remplies lors d'une illumination du PM sous des longueurs d'onde de 567 et 380 nm, nous mesurons la perte de lumière à la traversée de la feuille de polymère WLS. Nous travaillons par comparaison des spectres ADC obtenus, plus précisement des aires sous-tendues par les pics 1PE sans et avec WLS. Ces spectres ont été normalisés au nombre de coup par trigger LED (procédure similaire à celle utilisée au §.4.4).

Les tests effectués sont résumés dans le tableau 5.3, ainsi que le type d'ajustement réalisé et la perte enregistrée.

Des exemples typiques de comparaison de spectres sont présentés aux figures 5.27 à 5.32.

Test	LED	HTPM (V)	Att.
A	verte	2220	0
B	bleu lointain	2200	0
C		2220	0
D		2200	90%
E		2220	90%

Test	R		Type d' ajustement	# impulsions 1PE par trigger		Pertes
	sans WLS	avec WLS		sans WLS	avec WLS	
A	0.067	0.060	Gaussien	0.062	0.057	8%
B	0.611	0.560	$\mu = 0.9$ *	0.34	0.31	9%
C	0.62	0.57	$\mu = 0.9$	0.35	0.32	8%
D	0.1067	0.093	Gaussien	0.0098	0.086	12%
D	0.1067	0.093	$\mu = 0.1$	0.096	0.084	13%
E	0.107	0.100	Gaussien	0.100	0.092	8 %
E	0.107	0.100	$\mu = 0.1$	0.098	0.089	9 %

(*) profil de réponse correspondant à une somme de gaussiennes distribuées suivant la statistique de Poisson (μ) et telle que $m_i = i\, m_1$ et $\sigma_i = \sqrt{i}\, \sigma_1$

TAB. 5.3 – Tests comparatifs effectués avec et sans WLS, afin de chiffrer les pertes dans le visible dues à l'utilisation du WLS.

Cette diminution du nombre de photoélectrons pourrait s'expliquer par une diminution du nombre de photons atteignant la photocathode lors des réflexions sur les interfaces air-polymère, suivant les formules de Fresnel en incidence normale [DUN99] :

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \qquad T = \frac{4n}{(n+1)^2} \qquad \text{avec } n = \frac{n_2}{n_1} \tag{5.1}$$

Ainsi, il est établi que, à une interface air-verre, au moins 4% d'intensité de la lumière est perdue par réflexion. C'est pourquoi, dans notre étude, nous nous attendons à une perte de lumière de l'ordre de 8% lors du passage à travers le polymère. Ce résultat ne permet donc pas d'expliquer la non observation de l'effet du WLS lors des tests du module optique dans l'hodoscope à muons cosmiques (cf.§.4.5).

Il est à noter que lors des tests du WLS par mesure de l'efficacité de détection du module optique dans l'hodoscope à muons cosmiques, l'échantillon WLS est en contact avec l'eau et le verre respectivement pour chacune de ses 2 faces, ce qui minimise les pertes par réflexion.

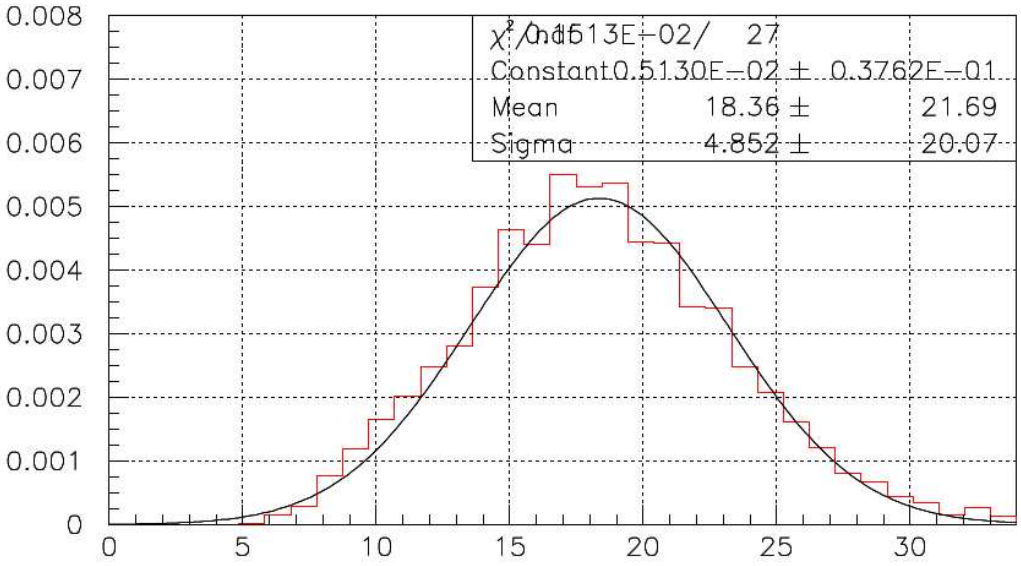


FIG. 5.27 – LED verte - Sans WLS

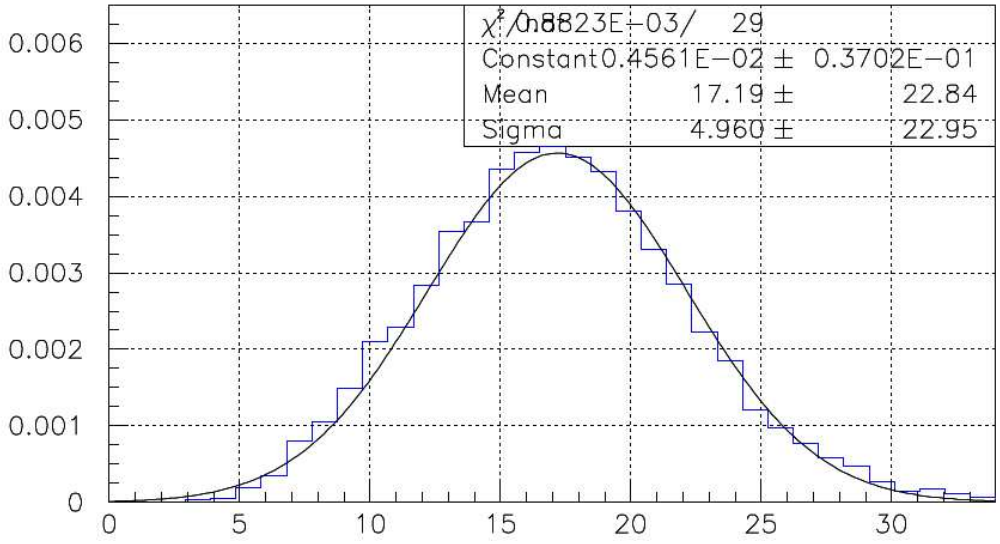


FIG. 5.28 – LED verte - Avec WLS

Seuil : 10 mV - HTPM : 2220 V - Atténuateur : 0

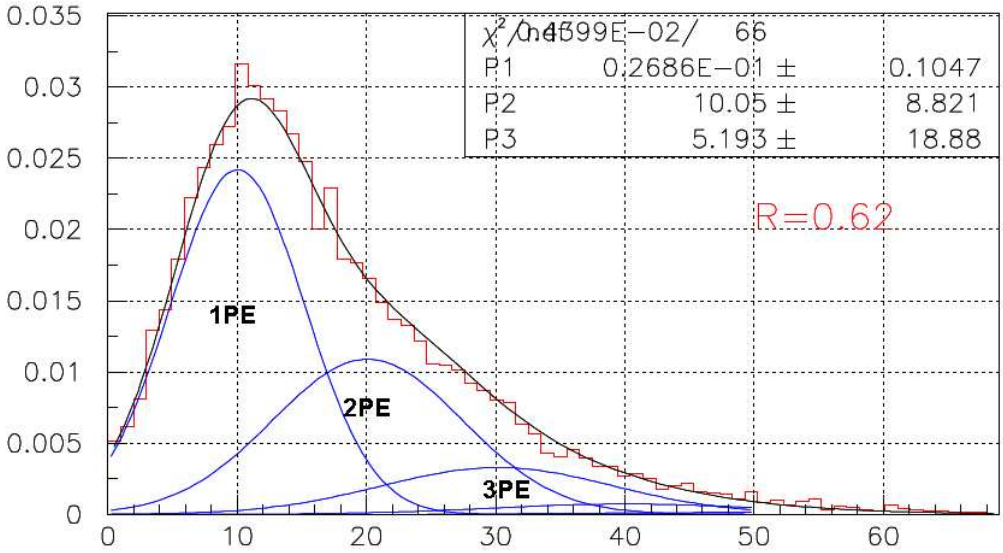


FIG. 5.29 – LED bleu lointain- Sans WLS - $\mu = 0.9$

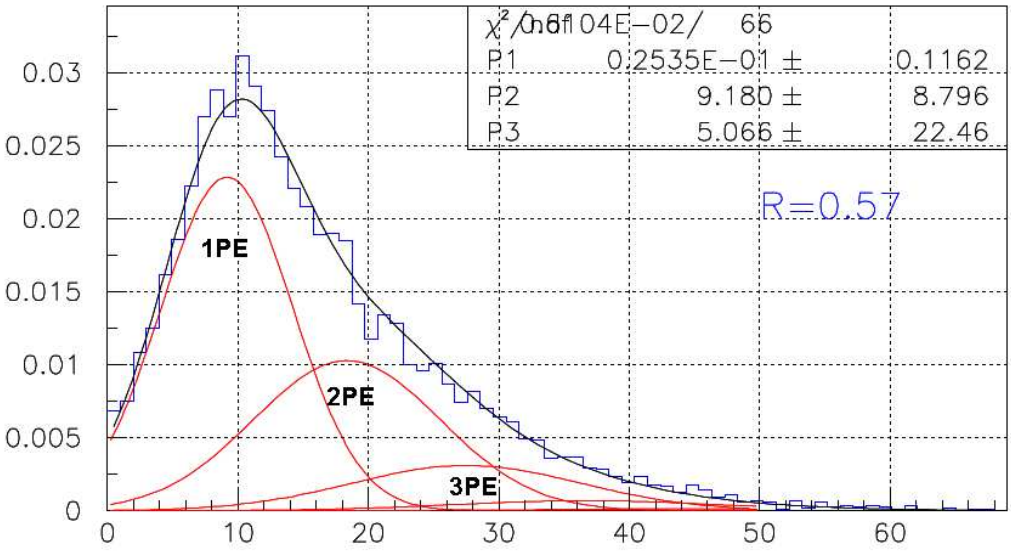


FIG. 5.30 – LED bleu lointain - Avec WLS - $\mu = 0.9$

Seuil : 10 mV - HTPM : 2220 V - Atténuateur : 0

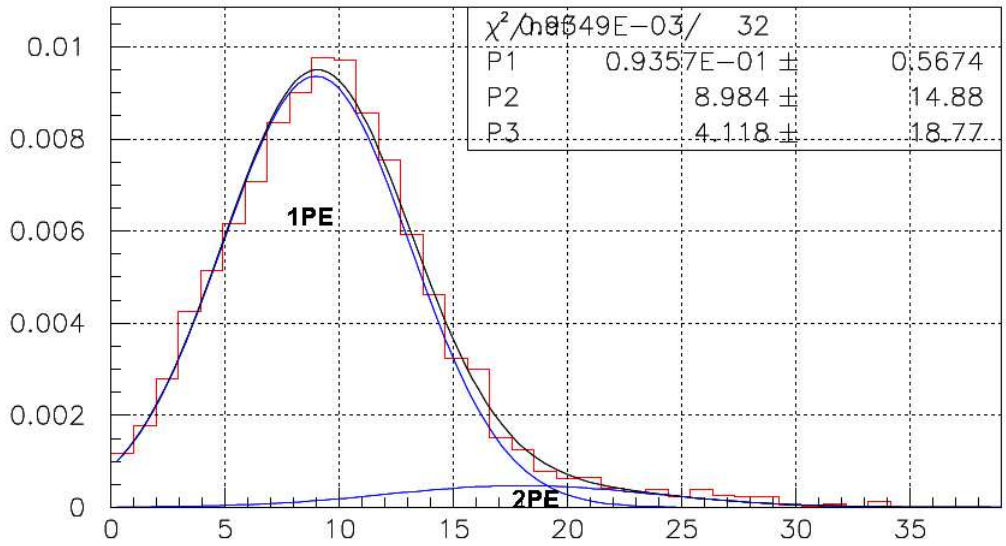


FIG. 5.31 – LED bleu lointain- Sans WLS - $\mu = 0.1$

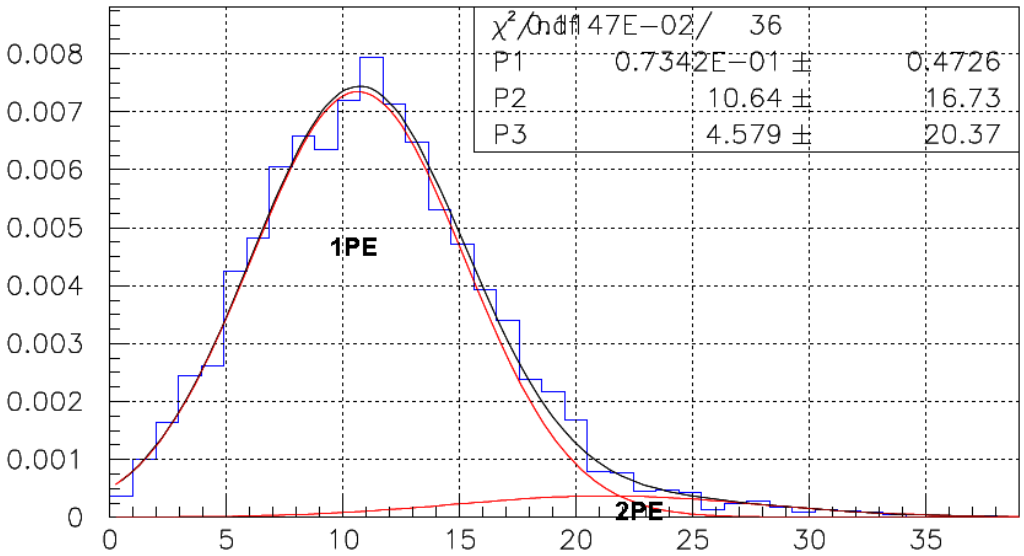


FIG. 5.32 – LED bleu lointain - Avec WLS - $\mu = 0.1$

Seuil : 10 mV - HTPM : 2200 V - Atténuateur : 90%

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Le sujet de ce mémoire s'inscrit dans le cadre du télescope à neutrinos IceCube, en cours de déploiement au Pôle Sud. Cette expérience est destinée à l'étude des neutrinos astrophysiques de très haute énergie auxquels nous nous sommes intéressés dans le premier chapitre. Les neutrinos, bien que n'interagissant avec la matière que par interaction faible, peuvent être détectés grâce aux interactions par courant chargé où ils produisent des leptons chargés. Ces derniers émettent, en traversant un milieu transparent comme la glace, de la lumière Čerenkov pouvant être détectée par des modules optiques comprenant un photomultiplicateur protégé par une coque en verre.

Comme le spectre d'émission de rayonnement Čerenkov s'étend de l'UV au visible suivant une loi en $1/\lambda^2$, il est théoriquement possible d'augmenter l'efficacité de détection de ce rayonnement par les PM d'IceCube en utilisant un décaleur de longueur d'onde (WLS) qui serait appliqué sur la coque de protection. La couche fluorescente WLS aurait pour rôle d'absorber la composante ultraviolette du rayonnement Čerenkov et de la ré-émettre dans le visible, plus précisement dans la région où la sensibilité du PM est maximale. Après avoir mené des investigations sur différents mélanges comprenant un WLS, le PPO et Butyl PBD ont été retenus mais leur forme d'application ne présentait pas l'adhérence mécanique requise pour les modules optiques d'IceCube. Le problème a été résolu en développant un support fluoropolymère le THV^{TM} dopé au PPO, se présentant sous la forme d'un plastique souple qui envelopperait alors l'OM. Une augmentation de 70% de l'efficacité de détection de l'OM est ainsi attendue selon des prévisions théoriques prenant en compte le passage de la lumière à travers les différentes couches, de la feuille de WLS jusqu'à la photocathode du PM.

Ce travail est consacré à l'étude de l'effet du fluoropolymère dopé au PPO sur l'efficacité de détection d'un module optique. Pour tester cet effet en laboratoire, un module IceCube est optiquement couplé à une cuve à eau distillée placée dans un hodoscope à muons cosmiques. Il est ainsi soumis à des conditions similaires à celles rencontrées au Pôle Sud :

- détection de lumière Čerenkov par des muons cosmiques au minimum d'ionisation
- agressivité chimique de l'eau distillée simulant celle de la glace
- petit nombre de photons atteignant le PM, reproduit par un orifice d'environ 1 cm de diamètre.

Les tests effectués afin de déterminer la variation du nombre de photoélectrons détectés par le module optique, en présence ou non de WLS, ont montré de 2 à 5 % d'augmentation, nettement inférieure au pourcentage attendu.

Notre travail a consisté en l'exploitation et l'examen du dispositif (hodoscope - OM - procédure de test) dans le but de déterminer les causes de la différence observée. Nous avons émis deux hypothèses :

- les UV émis dans le rayonnement Čerenkov n'atteignent pas l'OM et donc l'échantillon WLS placé face à la coque de celui-ci. Une pollution due à l'interaction de l'eau avec les matériaux constituant la cuve (PVC + silicone) aurait rapidement dégradé la transparence de l'eau distillée aux UV.
- l'échantillon WLS absorbe non seulement l'UV mais également une partie du visible pour ne ré-émettre par fluorescence qu'un nombre de photons visibles à peine supérieur au nombre de photons visibles absorbés.

Afin de vérifier la première hypothèse, nous avons testé, par spectrophotométrie, la transparence de l'eau en contact avec les différents matériaux constituant la cuve et avons effectivement constaté une dégradation de la transparence aux UV de celle-ci. Nous avons recherché un matériau susceptible de remplacer avantageusement le PVC. Nous avons retenu le PEHD, qui ne s'altère pas au contact de l'eau distillée et peut être soudé au moyen de baguettes de la même matière.

Le laboratoire s'est en outre doté d'un nouvel appareil à eau distillée dont nous avons vérifié la qualité de l'eau. Une cuve entièrement en PEHD a alors été construite et placée dans l'hodoscope.

La seconde partie de notre travail a consisté en l'étude de la réponse d'un PM standard à un faible flux de lumière. Afin de réaliser les conditions d'obtention de fonctionnement en photoélectron unique et d'effectuer ainsi un comptage de photoélectrons, nous avons mis au point la lecture et l'analyse des signaux du PM illuminé au moyen de diodes électroluminescentes. Nous avons recherché et fixé l'ensemble des paramètres permettant l'obtention des conditions 1PE : alimentation et déclenchement de la LED en mode pulsé, plateaux de fonctionnement et seuil de discrimination des signaux du PM, réglage de l'acquisition des données pour le comptage et le relevé de spectres de charge.

Après analyse et interprétation des résultats obtenus, nous avons corrélé les ajustements des spectres aux comptages effectués. De plus, nous avons relevé des spectres correspondant à un petit nombre de photons de façon à étudier la perte de lumière engendrée par la feuille de WLS. Nous avons observé que la feuille WLS n'absorbe pas dans le visible et que la perte ($\approx 8\%$) observée serait due aux réflexions de Fresnel.

Par conséquent, les résultats concernant l'effet du WLS sur l'efficacité de détection de l'OM d'IceCube ne pourraient s'expliquer que par une non-transparence de l'eau distillée aux UV.

Un nouveau test de l'effet de la feuille WLS sera prochainement effectué dans l'hodoscope à muons cosmiques équipé de la nouvelle cuve en PEHD, dont l'eau distillée sera remplacée après chaque prise de données de quelques jours. Une vérification de la réponse de l'OM à des quantités de lumières différentes, définies par le diamètre de l'orifice face à lui, sera effectuée au préalable.

Bibliographie

[AMA-@] Site d'Amanda
http ://amanda.uci.edu

[BEN-@] Site Benthos INC.
http ://www.benthos.com

[HAL-@] Francis Halzen, Collisions : Cosmic Accelerators
http ://www7.nationalacademies.org/bpa/nfac_mtg1_halzen.pdf

[IC3-@] Site IceCube
http ://icecube.wisc.edu

[LES-@] Site de l'Observatoire de Paris
http ://www.lesia.obspm.fr

[PDG04] Particles Data Group
http ://pdg.lbl.gov

[ARX02] IceCube - the next generation neutrino at the South Pole, 2002
arXiv :astro-ph/0209556v1

[BAI75] P.Baillon et al., Nucl. Instr. and Meth. **126**, (1975), 13

[BAS–] Basic Physics & statistics of photomultipliers
©Electron Tubes Ltd

[BEC91] Mode d'emploi Beckman DU série 7000, 1991

[BEC95] R.Becker et al., Nucl. Instr. and Meth. **A352**, (1995), 629

[CAR99] Cristina Cârloganu, Thèse de doctorat, 1999

[DUN99] H.Stöckler, F. Jundt, G.Guillaume, Toute la Physique
Editions Dunod, 1999

[EDG66] H.A.Edge, Introduction to nuclear physics, 1966

[ETC96] A.Etchegoyen et al. , document interne de la collaboration Pierre Auger , GAPNote 1996-040, 1996

[ETL96] Photomultipliers and accessories
©Electron Tubes Ltd, 1996

[GRU96] Claus Grupen, Particle Detectors
Cambridge University Press, 1996

[HAL98] Francis Halzen, Large Natural Cherenkov Detectors : water and ice, 1998 hep-ex/9801009

[ICE04] S.Yoshida for the IceCube coll. , The IceCube Neutrino Telescope

[INS97] G.Herrera Corral, M.Sosa Aquino, Instrumentation in elementary particle physics, AIP conference proceedings 422, 1997

[KOS98] Y.Koshéo, thèse de doctorat, Université de Tokyo, 1998

[KUZ–] L.Kuzmichev et al., Increase of the AMANDA-OM sensitivity to UV light using wave lenght shifters, Note interne AMANDA-DESY

[LEO92] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, 1992

[MBL58] Les tubes photomultiplicateurs : description, mesures, applications M.B.L.E. publication technique n°82, 1958

[MBL70] J.M.Schonkeren, Photomultipliers
M.B.L.E. Application book, 1970

[PAN03] D.Paneque et al., Nucl. Instr. and Meth. **A504**, (2003), 109

[PHI90] Photomultipliers, Data Handbook PC04
Philips Components, 1990

[PNP350] Ph.Herquet et al., Rapport interne UMH, PNPE350, 2001

[PNP351] Fernand Grard, Rapport interne UMH, PNPE 351 (revisé), 2002

[PNP366] F.Grard et al., Rapport interne UMH, PNPE366, 2004

[RES03] Elisa Resconi, A Wavelenght Shifter application for IceCube, Présentation de collaboration AMANDA/IceCube, Mons,2003

[RTC68] Tubes photomultiplicateurs à réponse rapide
R.T.C. La Radiotechnique-Compelec, 1968

[SGC–] Saint-Gobain Crystals, Technical Information Note. Document #504

[UMH03] F.Defontaines et al, rapport interne UMH
PPEL-UMH2003 06-365, 2003

[UVE00] P.Bauleo et al., UV-enhancement of the photomultiplier response : a study of wavelength shifters for the AMANDA/IceCube
Nuclear Instruments and Methods A443(2000),136-147